www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

11e JAARGANG No. 11, blz. 317-348 NOVEMBER 1949

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: LABORATORIUM VOOR WETENSCHAPPELIJK ONDERZOEK DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

GYROMAGNETISCHE VERSCHIJNSELEN BIJ FERRIETEN

door H. G. BELJERS en J. L. SNOEK. 538.245:538.69:621.3.017.39

In de laatste tijd hebben niet-metallische magnetische materialen (ferrieten, die door Philips in de handel worden gebracht onder het merk „Ferroxcube") de aandacht getrokken door hun gunstige eigenschappen, zoals geringe wervelstroomverliezen, hysteresisverliezen en nawerkingsverliezen. De bovenste grens van het, uit het oogpunt van verliezen, bruikbare frequentiegebied varieert van 10^5 tot 10^8 per/sec, afhankelijk van het materiaal. Wordt deze grens overschreden, dan treden verliezen op, die snel met de frequentie toenemen. Het is waarschijnlijk dat deze extra verliezen aan zg. gyromagnetische verschijnselen moeten worden toegeschreven, welke laatste inhaerent zijn aan alle magnetische materialen. De theoretische en practische betekenis van deze verschijnselen wordt nader toegelicht.

Indien in een draadspoel, die door een constante stroom wordt doorlopen, een ferromagnetisch materiaal wordt gebracht, dan neemt, zoals bekend is, de magnetische flux door de spoel toe. Bij aansluiting van de spoel op een wisselstroombron blijkt de zelfinductie te zijn vergroot. Echter is in het algemeen, ook indien de weerstand van de spoel mag worden verwaarloosd, de wisselspanning over de spoel niet meer precies 90° in faze vóór bij de wisselstroom, als gevolg van de in het materiaal optredende verliezen.

Deze verliezen kunnen in de eerste plaats het gevolg zijn van wervelstromen in het ferromagnetische materiaal. Men spreekt in dit geval van wervelstroomverliezen. Deze nemen toe met toenemende frequentie en hangen, behalve van de eigenschappen van het materiaal (geleidingsvermogen en permeabiliteit) af van de dimensies daarvan [1]).

Vaak kan men door geschikte keuze van de dimensies (lamellering) en van de materiaaleigenschappen bereiken dat de wervelstroomverliezen te verwaarlozen zijn. Er blijven dan echter nog andere verliezen over, die, behalve van de frequentie, alleen van de eigenschappen van het materiaal en niet van de dimensies afhangen. Vooreerst zijn er de hysteresisverliezen, die samenhangen met het feit dat de inductie B, als functie van de veldsterkte H uitgezet, een zg. hysteresislus vertoont. Per periode en per volume-eenheid van het materiaal zijn de hysteresisverliezen gelijk aan de oppervlakte van de hysteresislus.

In de tweede plaats kent men de zg. magnetische nawerkingsverliezen. Deze verliezen zijn uitvoerig besproken in een artikel van Snoek en Du Pré [2]). Zij zijn veelal klein en vermoedelijk vaak als uitlopers te beschouwen van de aanstonds in dit artikel te bespreken gyromagnetische verliezen.

Het magnetische wisselveld in het materiaal zij $H = H_m \cos \omega t$. Als gevolg van nawerking en hysteresis [3]) zal de inductie B een fazeverschuiving hebben ten opzichte van H, zodat we kunnen schrijven: $B = B_m \cos(\omega t - \delta)$. Gaat men over tot de gebruikelijke complexe schrijfwijze, dan krijgen de formules de gedaante:

$$H = H_m e^{j\omega t} \quad \text{en} \quad B = B_m e^{j(\omega t - \delta)} \quad . \quad . \quad (2)$$

De permeabiliteit μ, die gelijk is aan het quotient

[1]) Zie bijv. J. L. Snoek, Philips techn. T. **2**, 77-83, 1937.

[2]) J. L. Snoek en F. K. du Pré, Enige nawerkingsverschijnselen en daarmede samenhangende verliezen in wisselvelden, Philips techn. T. **8**, 57-64, 1946.

[3]) Bij hysteresis is de inductie niet zuiver sinusvormig als functie van de tijd, doch treden ook hogere harmonischen op. Wat de verliezen betreft, heeft men echter alleen te maken met de grondtrilling, en deze vertoont een fazeverschuiving ten opzichte van H.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

B/H, is dus complex, en natuurlijk is de relatieve permeabiliteit μ_r dat eveneens ($\mu_r = \mu/\mu_0$, waarin $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m). Voor μ_r geldt dus de formule

$$\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H} = \frac{B_m e^{-j\delta}}{\mu_0 H_m} = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} (\cos \delta - j \sin \delta).$$

Als we $(B_m/\mu_0 H_m) \cos \delta$ aanduiden met μ_r' en $(B_m/\mu_0 H_m) \sin \delta$ met μ_r'', dan kan dus voor de complexe (relatieve) permeabiliteit worden geschreven:

$$\mu_r = \mu_r' - j\mu_r'' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

De absolute waarde $|\mu_r| = \sqrt{\mu_r'^2 + \mu_r''^2}$; als δ een kleine hoek is, is $|\mu_r| \approx \mu_r'$. Verder geldt voor de verlieshoek δ de formule: $\operatorname{tg} \delta = \mu_r''/\mu_r'$.

In de laatste tijd heeft een bepaald soort niet-metallische magnetische materialen de aandacht getrokken, namelijk de ferrieten, door Philips in de handel gebracht onder het merk „Ferroxcube". Deze materialen hebben een klein geleidingsvermogen ($\gamma = 10^{-3}$ - 10^{-5} siemens/m ($= \text{ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$)). Hierdoor worden de wervelstroomverliezen verwaarloosbaar klein. De hysteresisverliezen zijn in het algemeen ook relatief klein. De grootheid tg δ vertoont dan ook in een groot frequentiegebied (bovenste grens 10^5 - 10^8 per/sec, afhankelijk van het materiaal) vrij kleine waarden (bijv. 0,01). De verliezen die in dit frequentiegebied aanwezig zijn, kan men toeschrijven aan nawerking. Over de aard van deze nawerking bij de ferrieten is

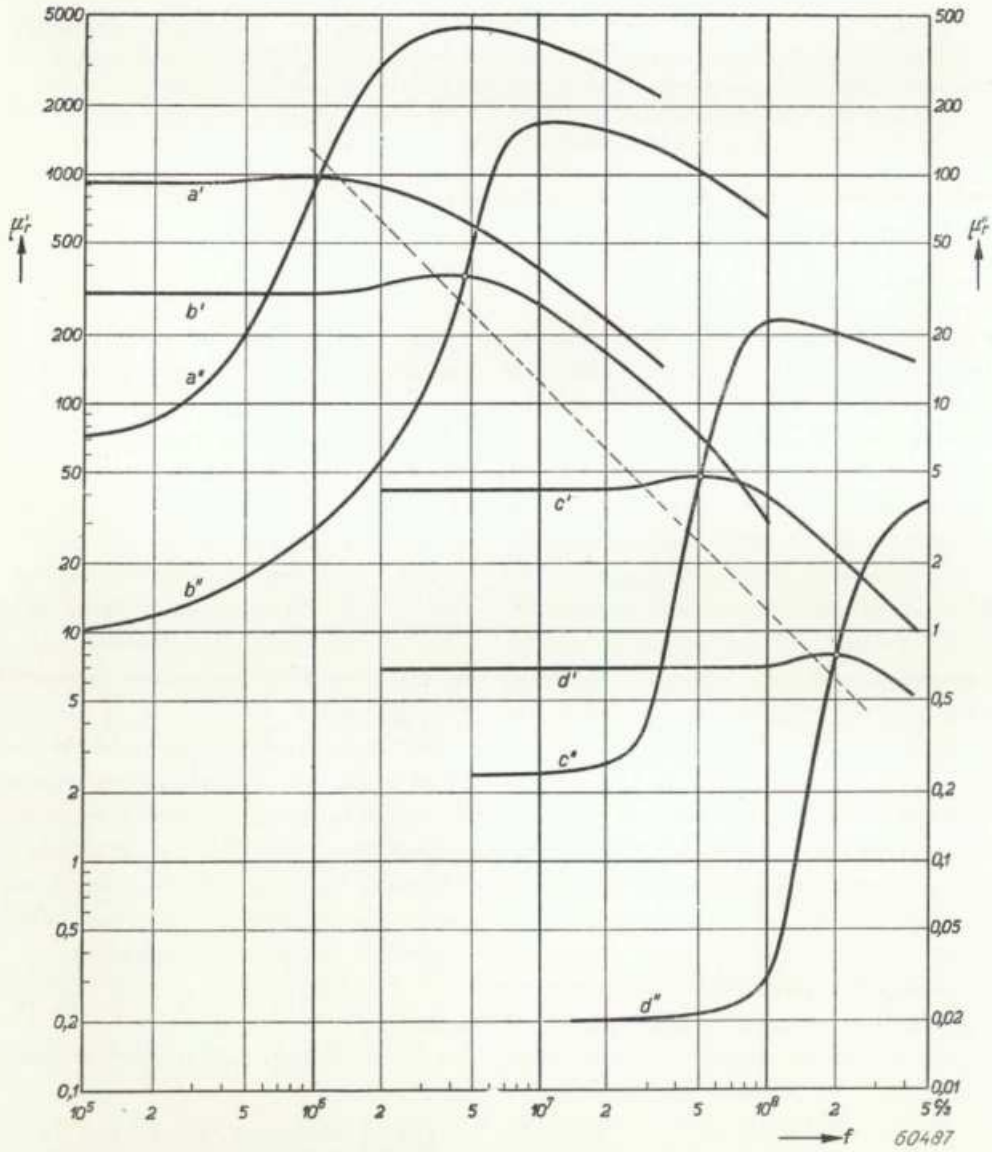


Fig. 1. De grootheden μ_r' (linker schaal) en μ_r'' (rechter schaal) voor een mangaanzinkferriet (*a*) en voor een aantal soorten nikkelzinkferriet van verschillende samenstelling (*b-d*). De cirkeltjes geven telkens het punt aan waar tg $\delta = 0{,}1$. De stippellijn geeft het gemiddelde verband aan tussen de waarde van μ_r' (in het gebied der lage frequenties) van een bepaald ferriet en de critische frequentie, waarbeneden dit ferriet bruikbaar is (tg $\delta = 0{,}06$).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

echter, in tegenstelling tot andere gevallen (zie [2])), waar deze uitvoerig is onderzocht, nog weinig met zekerheid bekend. Wordt de zoëven bedoelde grens overschreden, dan treedt bij de ferrieten een sterke stijging van de grootheid μ_r'' op, onder gelijktijdige afneming van μ_r', zoals blijkt uit *fig. 1*, waarin de grootheden μ_r' en μ_r'' boven een logarithmische frequentieschaal voor een aantal soorten „Ferroxcube" zijn uitgezet [4]).

Men neemt gewoonlijk aan dat het materiaal bruikbaar is tot die frequentie waarbij $\operatorname{tg}\delta$ de waarde 0,06 bereikt. Uit fig. 1 blijkt dat deze critische frequentie toeneemt naarmate μ_r' in het gebied der lage frequenties kleiner is.

De sterke stijging van $\operatorname{tg}\delta$ bij hoge frequenties hangt nog van allerlei factoren af. Zo begint bij eenzelfde materiaal de stijging van $\operatorname{tg}\delta$ bij lagere frequenties indien het materiaal inwendige spanningen vertoont. Na uitgloeien blijkt het gebied van grote $\operatorname{tg}\delta$ zich weer naar hogere frequenties te hebben teruggetrokken. Bij het bereiden van een nieuw materiaal door het samensinteren van een mengsel van verschillende ferrieten vindt men eveneens vaak een uitbreiding van het gebied van grote verliezen tot lagere frequenties, namelijk indien de menging vóór het sinteren onvolledig was. Voortgezette menging doet het gebied weer naar hogere frequenties verschuiven.

De oorzaak van de extra verliezen die de ferrieten bij zeer hoge frequenties vertonen, moet, zoals gebleken is, worden gezocht in een verschijnsel dat in 1935 door Landau en Lifshitz theoretisch is voorspeld, zonder dat aan deze auteurs voorbeelden ervan bekend waren. Zij noemden het verschijnsel: gyromagnetische resonantie [5]). Het wezen van de gyromagnetische resonantie, die later bij verscheidene magnetische materialen is geconstateerd, kan met een eenvoudig mechanisch model worden toegelicht.

Een model ter illustratie van de gyromagnetische resonantie

In de moderne theorie der materie wordt het magnetisme in hoofdzaak toegeschreven aan het feit dat een electron kan worden beschouwd als een geladen bolletje, dat om een as roteert en aldus een magnetisch moment („spin") vertoont. In een magnetisch veld zal dit moment trachten zich in de veldrichting in te stellen en, evenals bijv. een slinger in een zwaartekrachtveld, er naar streven een stand in te nemen waarbij de potentiële energie een minimum bedraagt.

Behalve een lading heeft het electron echter ook een massa, en het feit dat het electron zich gedraagt als een ding dat roteert, heeft nu ten gevolge dat het niet alleen drager is van een magnetisch moment, maar ook van een mechanisch moment van hoeveelheid van beweging.

Het beeld van de slinger moeten wij dus completeren door in het slingerlichaam een tol opgenomen te denken, waarvan de draaiïngsas gericht is naar het ophangpunt. In *fig. 2a* is een dergelijke slinger schematisch voorgesteld. Zo'n „tolslinger" gedraagt zich totaal verschillend van een gewone slinger. Indien namelijk aan de slingerstaaf een uitwijking ϑ wordt gegeven en de slinger daarna wordt losgelaten, zal deze niet op de bekende wijze in het vlak, bepaald door de beginstand en de verticaal door het ophangpunt, gaan oscilleren.

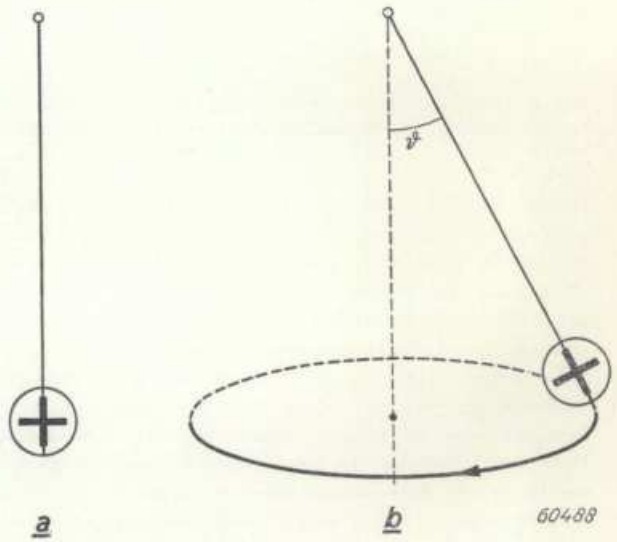


Fig. 2. Tolslinger, (*a*) in de stand van minimum potentiële energie, (*b*) een praecessiebeweging uitvoerend onder een hoek ϑ met de verticaal.

In plaats daarvan zal de losgelaten slingerstaaf een kegelmantel gaan beschrijven met halve tophoek ϑ (fig. 2*b*). Ieder punt van de staaf beschrijft daarbij een horizontale cirkel. Men zegt dat de tolslinger een praecessiebeweging uitvoert.

De hoekfrequentie (= hoeksnelheid) van deze praecessie is

$$\omega_p = M/J \,, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

waarbij $M = Gl$ (G = gewicht van de slinger, l = afstand zwaartepunt tot ophangpunt; het koppel dat de slinger naar de evenwichtsstand drijft is dus $Gl \sin\vartheta = M \sin\vartheta$). Verder is $J = I_r\omega_r$ het moment van hoeveelheid van beweging van de tol om zijn as (I_r = traagheidsmoment om de rotatie-as, ω_r = hoeksnelheid van deze rotatie). We zien dat de hoeksnelheid ω_p onafhankelijk is van de afwijkingshoek ϑ.

[4]) Zie ook J. L. Snoek, Philips techn. T. **8**, 353-360, 1946.
[5]) L. Landau en E. Lifshitz, Phys. Z. Sovjet Union **8**, 153-169, 1935. J. H. E. Griffiths, Nature **158**, 670, 1946. C. Kittel, Phys. Rev. **71**, 270-271, 1947. Zie ook D. Polder, Physica 's-Grav. **15**, 253-255, 1949 (No. 1/2) en Phil. Mag. London **40**, 99-115, 1949 (No. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het is duidelijk dat het gezegde niet meer juist kan zijn als men ω_r, dus J, tot nul laat naderen, want in dat geval staat de tol stil en is de tolslinger niet meer van een gewone slinger te onderscheiden. Hoe de overgang van de beweging van de losgelaten slinger in de beschreven praecessiebeweging zich bij toenemende waarden van J voltrekt, is te zien uit *fig. 3*.

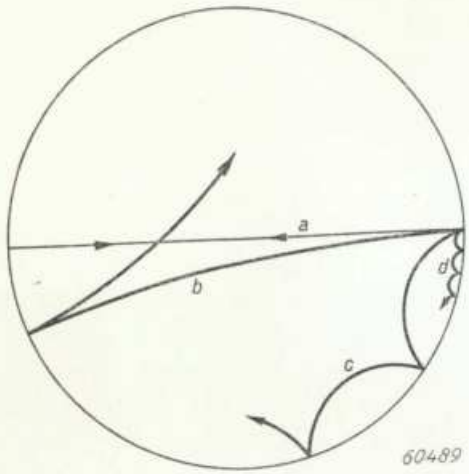


Fig. 3. Overgang van de gewone slingerbeweging in de praecessiebeweging bij toeneming van de rotatiesnelheid ω_r van de tol.

Hierin stelt *a* de beweging voor (van boven gezien) van een punt van de slingerstaaf als $J = 0$. Heeft J een kleine waarde, dan zal een figuur als aangegeven door *b* worden beschreven. Toeneming van J doet *b* in *c* overgaan en ten slotte wordt, als in *d*, een soort cycloïde beschreven, welke in de limiet overgaat in de praecessiebeweging langs de cirkel.

Uit hetgeen gezegd is zal duidelijk zijn dat men de praecessiebeweging van de tolslinger niet moet verwarren met de beweging van de slinger (zonder tol) als „kegelslinger". Deze heeft trouwens een geheel andere frequentie, namelijk dezelfde als de vlakke slinger (geval *a* van fig. 3).

In de overgang van *a* naar *d* speelt behalve de grootheid J ook de trage massa van de slinger zelf een rol. Daar de trage massa van het electron als zodanig geen invloed heeft, onderstellen wij bij ons model dat de boven genoemde limiet bereikt is.

Stel nu, als gedachte-experiment, dat de tol met verticale as, dus in de laagste stand, rustig roteert (als in fig. 2*a*), waarna we plotseling in het vlak van tekening de richting van de zwaartekracht over een kleine hoek ε draaien (*fig. 4*). Het is duidelijk dat op dat ogenblik een praecessie begint met als halve tophoek ε en als uiterste standen 0 en $+2\varepsilon$. Als we, nadat een halve omloop is gemaakt, plotseling de zwaartekracht een hoek $-\varepsilon$ met de verticaal laten maken, wordt de halve tophoek 3ε, met als uiterste standen $+2\varepsilon$ en -4ε. Laten we na weer een halve omloop de zwaartekracht tot de eerste stand ($+\varepsilon$) terugkeren, dan wordt de halve tophoek 5ε. Gaan we zo door, dan wordt bij de n^{de} halve omloop de tophoek $(2n-1)\,\varepsilon$.

We zien dus dat, als we de zwaartekracht op de aangegeven wijze in een door de praecessie bepaald tempo laten oscilleren, er een regelmatige toeneming van de praecessie optreedt, welke met een „resonantie" is te vergelijken, speciaal als men let op de uitwijking in het vlak van de storing. In het zoëven beschouwde geval, waarin nog geen rekening gehouden werd met een mogelijke demping, kan de uitwijking ten slotte zeer groot worden, ook al is ε nog zo klein. Voor oscillaties van de zwaartekracht met een van ω_p afwijkende frequentie vindt men, zoals hieronder nader wordt aangetoond voor het geval van een sinusvormige storing, altijd een eindige uitslag.

Gyromagnetische resonantie van electronen

Het zojuist besproken mechanische gedachte-experiment is niet gemakkelijk uit te voeren, doordat we de richting van de zwaartekracht niet in de hand hebben. In het magnetische geval is het experiment, met de hulpmiddelen die thans ter beschikking staan, wel vrij eenvoudig te realiseren.

Denken we ons een vrij spinnend electron. Het moment van hoeveelheid van beweging daarvan is

$$J = \tfrac{1}{2}\,(h/2\pi)\,,$$

waarin h de constante van Planck voorstelt ($h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ kg·m²/s). Hieraan gepaard gaat een magnetisch moment (Bohr-magneton)

$$\mu_B = \frac{e}{m_0} J = \frac{eh}{4\pi m_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

(e = lading van het electron = $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ A·sec,

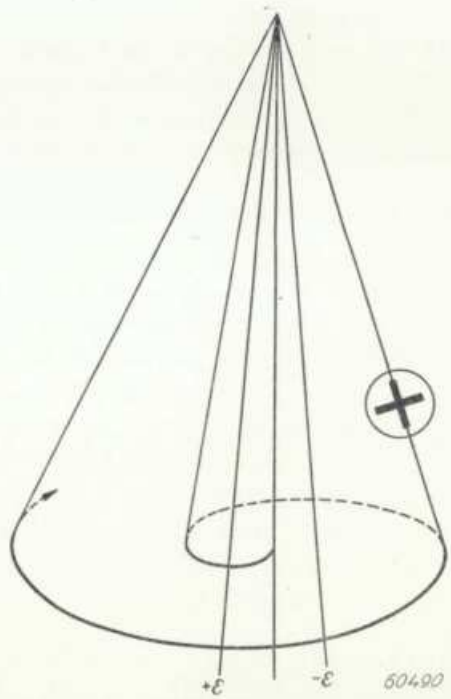


Fig. 4. Gedrag van de tolslinger als de richting van de zwaartekracht sprongsgewijze de hoeken $+\varepsilon$ en $-\varepsilon$ met de verticaal maakt, in het tempo van de praecessie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

m_0 = massa van het electron in rust = $9 \cdot 10^{-31}$ kg, $eh/4\pi m_0 = 9{,}3 \cdot 10^{-24}$ A · m²).

Denkt men het electron-magneetje geplaatst in een constant magnetisch veld H, dan zal het in eerste instantie met de noordpool in de richting van H trachten te gaan staan, dus een positie met minimum potentiële energie trachten in te nemen. De toestand zou dan overeenkomen met de tolslinger van fig. 2*a*.

Wij weten echter dat, als de spinas een hoek ϑ met het veld maakt, het electron een koppel $M \sin \vartheta = \mu_B \cdot \mu_0 H \sin \vartheta$ ondervindt, onder invloed waarvan de as, evenals de tolslinger in fig. 2*b*, een praecessie uitvoert om de richting van H, met een hoeksnelheid

$$\omega_p = \frac{M}{J} = \frac{e}{m_0} \mu_0 H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Nu is het gemakkelijk, de richting van het magnetische veld over een kleine hoek ε_1 te laten oscilleren. Wij behoeven daartoe slechts een wisselveld

$$h\,(t) = \varepsilon_1 H \cos \omega t$$

aan te brengen, loodrecht op H.

Berekening voor een sinusvormige storing

Keren wij even terug tot het model van de tolslinger. Wij kiezen de richting van de verticaal als z-as van een rechthoekig coördinatenstelsel en laten de zwaartekracht zodanig oscilleren dat de z-component constant $= g$ is en de y-component nul blijft, terwijl de x-component, $u(t)$, wordt:

$$u\,(t) = \varepsilon_1 g \cos \omega t \qquad (\varepsilon_1 \ll 1)\,.$$

Als nu ξ en η de hoeken voorstellen die de projecties van de tolas op het XOZ- resp. YOZ-vlak insluiten met de z-as (*fig.* 5), dan geldt, zolang $\xi \ll 1$ en $\eta \ll 1$ en bij afwezigheid van wrijvingskrachten:

$$\frac{d\xi}{dt} = -\omega_p \eta\,, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \omega_p\,(\xi - \varepsilon_1 \cos \omega t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Deze vergelijkingen drukken uit dat het punt (ξ, η), het snijpunt van de slingerstaaf met een horizontaal vlak op afstand 1 beneden het ophangpunt, bezig is een cirkel te beschrijven om het punt $(u, 0)$, d.i. het punt waar de richting van de zwaartekracht door het ophangpunt het bedoelde vlak snijdt, en wel met een constante hoeksnelheid ω_p. Het punt (ξ, η) moet hierbij het variabele punt $(u, 0)$ steeds „volgen".

De stationnaire oplossing van de verg. (7) en (8) luidt:

$$\xi = \frac{\omega_p^2}{\omega_p^2 - \omega^2} \varepsilon_1 \cos \omega t, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

$$\eta = \frac{\omega_p \omega}{\omega_p^2 - \omega^2} \varepsilon_1 \sin \omega t\,. \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

De tolas beschrijft dus een elliptische kegel, waarvan de tophoeken groter zijn naarmate ω minder van ω_p verschilt. Voor waarden van ω die zeer dicht bij ω_p liggen, verliezen deze formules hun

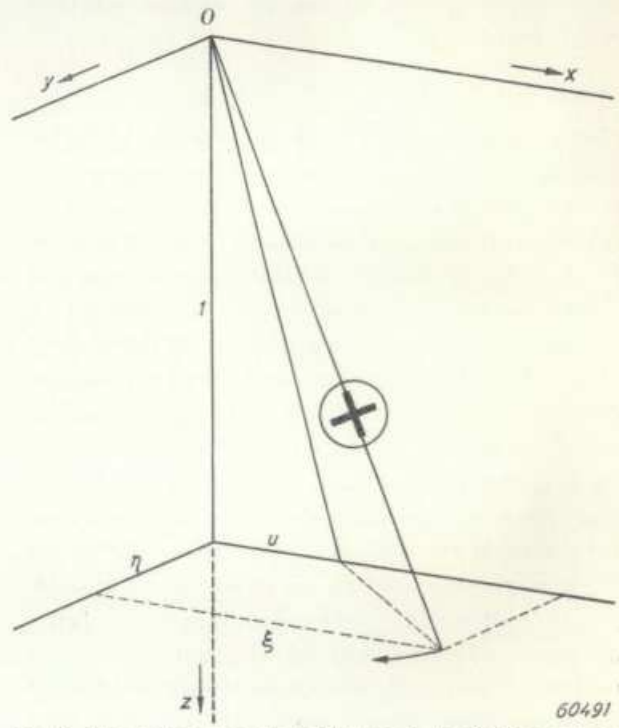


Fig. 5. Het gedrag van de tolslinger als de richting van de zwaartekracht sinusvormig oscilleert tussen $+\varepsilon_1$ en $-\varepsilon_1$.

geldigheid, daar dan de gevonden waarden van ξ en η niet langer $\ll 1$ zijn. Wij merken nog op, dat ξ in faze is met de storing $\varepsilon_1 \cos \omega t$. Ten gevolge hiervan zal er geen arbeid door het wisselveld op de tol worden verricht. Er is dus geen energiedissipatie, in overeenstemming met de gemaakte onderstelling dat wrijvingskrachten afwezig zijn.

Nemen we, in het geval van het electron, H volgens de z-as van een rechthoekig coördinatenstelsel en h volgens de x-as, dan leert berekening, dat de componenten μ_x resp. μ_y van het magnetische moment van het electron in de x- resp. y-richting worden gegeven door:

$$\frac{\mu_x}{\mu_B} = \frac{\omega_p^2}{\omega_p^2 - \omega^2} \varepsilon_1 \cos \omega t \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

$$\frac{\mu_y}{\mu_B} = \frac{\omega_p \omega}{\omega_p^2 - \omega^2} \varepsilon_1 \sin \omega t\,. \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Wij herkennen in deze uitdrukkingen de vergelijkingen (9) en (10). Uiteraard zijn hier soortgelijke beperkingen als bij het mechanische model van toepassing ($\mu_x/\mu_B \ll 1$, $\mu_y/\mu_B \ll 1$, afwezigheid van demping).

Uit de formules (11) en (12) blijkt dat onder de gegeven omstandigheden een wisselend magnetisch veld, dat volgens de x-as is gericht, niet alleen een volgens de x-as gericht wisselend magnetisch moment veroorzaakt, dat in faze is met het veld, maar ook een wisselend magnetisch moment dat volgens de y-as, dus loodrecht op het magnetische wisselveld, is gericht en dat 90° in faze achter is bij dit veld.

Invloed van demping

In de formules (9) en (10) is, evenals bij de bespreking van het geval van exacte resonantie, nog geen rekening gehouden met de in de natuur altijd aanwezige demping. Beschouwen wij een tolslinger, die, als in fig. 2*b*, onder een hoek ϑ met de verticaal praecedeert om de richting van minimale energie, en laat er een kracht aanwezig zijn, die de rotatiesnelheid van de tol niet beïnvloedt, maar die tracht de slingerbeweging te vertragen — evenals zij bij een gewone slinger zou doen — en die daarbij bijv. evenredig is met de (praecessie)snelheid. Het is duidelijk dat een dergelijke wrijvingskracht de energie van de slinger doet afnemen en, daar wij onderstellen dat de tol zelf met onverminderde snelheid blijft draaien, heeft dit ten gevolge dat op den duur het zwaartepunt moet dalen en dat, bij afwezigheid van een uitwendige storing, de praecessie langzaam uitsterft en de slinger zijn laagste stand (als in fig. 2*a*) gaat innemen.

In het boven besproken geval van een uitwendige storing $\varepsilon_1 \cos \omega t$ zal een dergelijke wrijvingskracht eveneens haar invloed doen gevoelen. Zij zal tot gevolg hebben dat de uiteindelijke amplitude van de praecessie kleiner is dan door (9) en (10) wordt aangegeven en dat de x-component in faze achter is bij de storing. Hierdoor treedt er een voortdurende energiedissipatie op, die, als de beschouwde wrijving bijv. werd veroorzaakt door een viskeus medium, tot verwarming van dit medium aanleiding zou geven.

In het bijzonder zal in het geval van exacte resonantie ($\omega = \omega_p$) de uitdrukking voor de amplitude van de praecessie niet meer oneindig worden, maar ten slotte een eindige waarde aannemen, zodat de halfwaarde-breedte [6]) van de praecessie, die bij afwezigheid van demping nul is, een van nul verschillende waarde krijgt.

Evenals bij de tolslinger, heeft in het geval van het electron demping een vermindering van de amplitude onder gelijktijdige relatieve verbreding van het magnetische resonantiegebied tot gevolg, terwijl tevens energiedissipatie optreedt. Een dergelijke demping zal niet kunnen optreden bij een vrij electron, maar wel bij electronen die deel uitmaken van een kristal. Zij zal enerzijds het gevolg zijn van een wisselwerking met de vrije electronen in het materiaal en anderzijds van een wisselwerking tussen het beschouwde electron en de ionen van het kristalrooster. De optredende energiedissipatie zal daarbij tot een verwarming van het kristal (magnetische verliezen) aanleiding geven. Hoewel wij de demping hier min of meer als een nevenverschijnsel hebben behandeld, is deze dus voor de praktijk van zeer groot belang.

De boven afgeleide formules (11)-(12) gelden voor een enkel geïsoleerd electron en ook, zoals de theorie nader leert, voor een homogeen bolvormig ferromagnetisch lichaam dat door een uitwendig magnetisch veld tot verzadiging toe is gemagnetiseerd. Voorwaarde is daarbij dat de afmetingen van de bol klein zijn ten opzichte van de golflengte $\lambda = 2\pi v/\omega$, waarin $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ de voortplantingssnelheid van electromagnetische golven in het ferromagnetische medium voorstelt.

In een magneticum van minder symmetrische vorm, bijv. een ellipsoïde van magnetisch materiaal, vindt men een iets andere uitkomst voor ω_p, namelijk

$$\omega_p = (e/m_0)\,\mu_0\,[H + (N_x - N_z)M]^{1/2}\,[H + (N_y - N_z)M]^{1/2},$$

waarin M het magnetisch moment van het lichaam per volume-eenheid (in A/m) voorstelt en waarbij N_x, N_y, en N_z getallenfactoren zijn die de ontmagnetiserende krachten in de drie hoofdrichtingen bepalen. Voor een bol is $N_x = N_y = N_z = {}^1/_3$, zodat men formule (6) ongewijzigd terugkrijgt.

Experimentele studie van de magnetische resonantie

Men kan het boven geschetste experiment uitvoeren met behulp van een doosvormige trilholte (*fig. 6*), waarin op geschikte plaatsen kleine hoeveelheden van een ferriet zijn aangebracht [7]). Het magnetisch materiaal is gebracht in de vorm van bolletjes, die geplaatst zijn op een cirkel, gelegen in een vlak loodrecht op de as van de doos en op halve hoogte van de doos. In de trilholte kan, met behulp van een koppellusje, dat door een opening in de zijwand is gestoken, een staande electromagnetische golf worden opgewekt van een frequentie overeenkomend met een bepaalde trillingswijze van de trilholte. Het is mogelijk deze trillings-

[6]) De halfwaarde-breedte is het verschil tussen de beide frequenties, ter weerszijden van de resonantiefrequentie, waarvoor de energie van de slinger gelijk is aan de helft van de energie in het resonantiepunt.

[7]) H. G. Beljers, Measurements on ferromagnetic resonance using cavity resonators, Physica 's-Grav. **14**, 629-641, 1948 (No. 10).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wijze en de straal van de genoemde cirkel in verband met de afmetingen van de trilholte zodanig te kiezen dat de magnetische vector h van het wisselveld ter plaatse van de bolletjes in het vlak van de cirkel ligt en aan deze raakt, terwijl tegelijkertijd de electrische vector aldaar juist nul of vrijwel nul is.

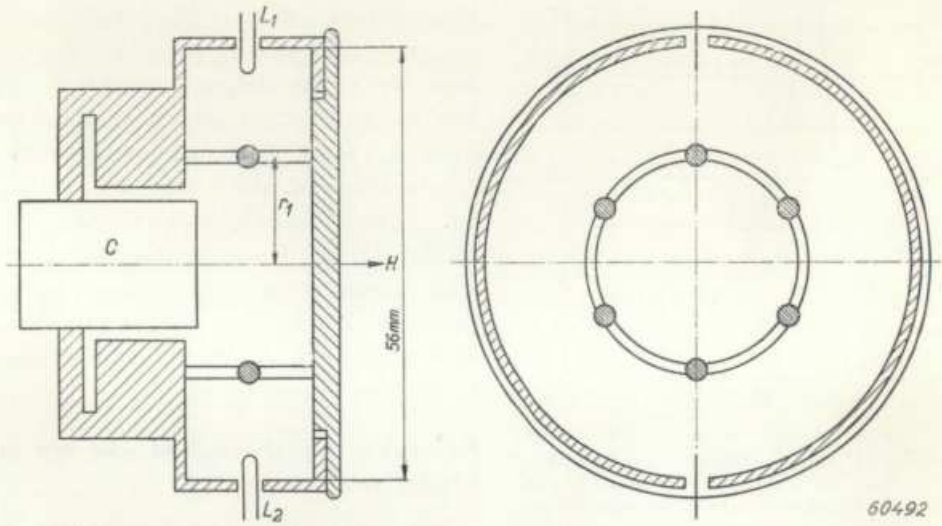


Fig. 6. Doosvormige trilholte voor het bestuderen van de gyromagnetische resonantie. Het ferriet is in de vorm van bolletjes aangebracht op een cylinder van isolerend materiaal. De beweegbare metalen cylinder C dient voor de afstemming. Van de beide lussen dient er één (L_1) voor het opwekken, de tweede (L_2) voor het meten van de trillingsenergie.

Evenwijdig aan de as van de doos wordt een constant magnetisch veld H aangebracht. Daar de frequentie van de trilholte, mede in verband met bovengenoemde eisen, vastligt (in het onderzochte geval bedroeg deze $f = 10^{10}$ per/sec, $\omega = 2\pi f = 6 \cdot 10^{10}$ rad/sec), moet H zodanig gekozen zijn dat volgens formule (6) ω_p in de buurt van ω komt te liggen (in ons geval is $\omega_p = \omega$ als $H = 3 \cdot 10^5$ A/m of $\mu_0 H = 0{,}4$ Wb/m^2).

In de bodem van de doos is een verplaatsbare, van schroefdraad voorziene metalen cylinder C aangebracht. Daardoor kan de trilholte, waarvan de eigen frequentie mede bepaald wordt door de aanwezigheid van het magnetische materiaal, met de vaste frequentie ω in resonantie worden gebracht. Deze resonantie kan worden geconstateerd met behulp van een tweede koppellusje, dat, evenals het lusje dat voor aandrijving dient, door een spleet in de zijwand van de doos is gestoken. De invloed van de aanwezigheid van het ferriet wordt nu bestudeerd door eerst de lege trilholte op de vaste frequentie ω af te stemmen en daarna na te gaan hoeveel men de cylinder C moet verplaatsen om, nadat het ferriet op zijn plaats is gebracht en het veld H is aangezet, opnieuw de trilholte met de frequentie ω in resonantie te brengen. Tegelijk wordt hierbij op bekende wijze de resonantiebreedte, dus de vermindering van de qualiteit van de trilholte, gemeten.

Zij x de aflezing die bij een bepaalde stand van C behoort. Dan zal men, bij afwezigheid van het ferriet, bij een zekere aflezing x_0 een scherpe resonantie vinden met de vaste frequentie ω. Bij aanwezigheid van het ferriet, terwijl tevens, evenwijdig met de as van de doos, een homogeen magneetveld H is aangebracht, vindt men resonantie bij een aflezing x_1 van C. De grootheid $x_1 - x_0$ is een maat voor de verstemming van de trilholte ten gevolge van het gyromagnetische effect. Ook kan men de aflezingen x_2 en x_3 van C bepalen waarbij de energie, bij constant gehouden aandrijving, half zo groot is als in de aflezing x_1. De grootheid $x_2 - x_3$ is een maat voor de qualiteit van de trilholte, zoals die door het ferriet is beïnvloed.

In *fig. 7* is als functie van H links uitgezet de verstemming Δf, dwz. de frequentieverandering die de verplaatsing van het lichaam C bij de lege doos zou hebben teweeggebracht. Rechts is uitgezet de verandering $f \cdot \Delta(1/Q)$, waarin Q de qualiteit van de trilholte voorstelt. De grootheden Δf en $f \cdot \Delta(1/Q)$ beantwoorden aan de grootheden μ_r' en μ_r'' die wij in het begin van dit artikel hebben ingevoerd.

Discussie der resultaten

Het verloop van beide functies beantwoordt aan de theoretische verwachting, indien men een zekere mate van magnetische demping in aanmerking neemt. In het bijzonder stemt de waarde van ω_p waarvoor $f \cdot \Delta(1/Q)$ maximaal is ($\omega_p = \omega = 5{,}8 \cdot 10^{10}$ rad/sec), goed overeen met de waarde die volgens formule (6) uit de bijbehorende waarde van H ($2{,}5 \cdot 10^5$ A/m) volgt (nl. $5{,}6 \cdot 10^{10}$ rad/sec).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

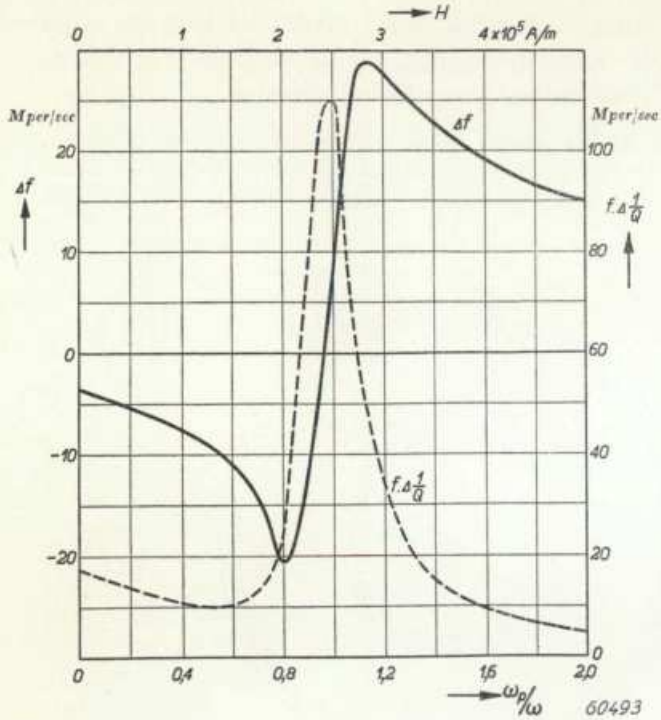


Fig. 7. De verstemming Δf van de trilholte en de grootheid $f \cdot \Delta(1/Q)$ als functie van de veldsterkte H resp. van de grootheid ω_p/ω (ω is de nagenoeg vaste hoekfrequentie van de trilholte).

Het blijkt dat het algemene verloop van de experimenteel gevonden kromme in overeenstemming gebracht kan worden met formule (11) voor μ_x/μ_B door deze formule te voorzien van de dempingsterm $jd\omega$:

$$\frac{\mu_x}{\mu_B} = \frac{\omega_p^2}{\omega_p^2 - \omega^2 + jd\,\omega}\,\varepsilon_1\, e^{j\omega t}.$$

Het reële deel van deze uitdrukking is evenredig met $x_1 - x_0$, het imaginaire deel met $x_2 - x_3$. Het blijkt dat het reële deel voor $\omega_p > \omega$ toeneemt met afnemende waarde van ω_p en vrij plotseling van teken wisselt als het quotient ω_p/ω kleiner dan 1 wordt. De topwaarde van $(x_2 - x_3)$ is een maat voor de gyromagnetische dempingsfactor d, in dien zin dat deze topwaarde (dus de maximale qualiteitsafneming van de trilholte) groter is naarmate d kleiner is.

In verband met de studie van de gyromagnetische verliezen zou men gaarne het verloop van μ_r' en μ_r'' kennen als functie van ω of van $f = \omega/2\pi$ bij constante H, en dan liefst ook voor kleine waarden van H. De verleiding is groot om fig. 7, waarin ook een schaal is aangebracht voor de verhouding ω_p/ω (waarbij ω_p evenredig is met H en waarbij ω de vaste frequentie van de trilholte voorstelt), van rechts naar links te lezen en daarbij ω_p als constant en ω als een variabele frequentie te beschouwen. Daar in de formules (11) en (12) als enige variabele de verhouding ω/ω_p optreedt, zou de figuur dan voor een willekeurige waarde van ω_p moeten gelden. Dit is echter niet geoorloofd, omdat de demping, welke in (11) en (12) niet in rekening is gebracht, een functie van ω is die vermoedelijk voor afnemende ω sterk, doch op tot heden onbekende wijze, toeneemt.

Zolang dan ook verdere experimenten (bij kleinere waarden van ω en bij overeenkomstig kleinere waarden van ω_p en dus van H) ontbreken, valt hier niets met zekerheid over te beweren. Toch kan men qualitatief wel voorspellen wat te verwachten is. Bij constante H en toenemende ω zal men eerst een toeneming van μ_r' moeten verwachten, gevolgd door een sterke daling, waarbij μ_r' zelfs negatief kan worden. In het gebied waar μ_r' reeds dalende is, zal μ_r'' sterk stijgen en daarna eveneens door een maximum gaan. Dit is juist het gedrag dat volgens fig. 1 voor verschillende ferrieten is gevonden zonder dat een constant magnetisch veld aanwezig was; alleen is het maximum van μ_r' niet zeer duidelijk en treden er geen negatieve waarden van deze grootheid op. In het onderstaande gaan wij hierop nog iets nader in.

Resonantie bij afwezigheid van een constant uitwendig veld

Wij komen terug op de verliezen die ferrieten, zonder dat ze in een constant uitwendig magneetveld geplaatst zijn, bij frequenties in de buurt van 10^6 per/sec en hoger vertonen.

Bij een materiaal dat niet in een uitwendig veld is geplaatst en waarin dus op de gewone wijze verliesmetingen worden gedaan, zal men er op verdacht moeten zijn dat toch de gyromagnetische resonantie een rol zal kunnen spelen. In een magnetisch materiaal zijn namelijk steeds inwendige krachten aanwezig die de spinvectoren trachten te richten volgens bepaalde richtingen [8]). Hoe groter deze anisotropiekrachten zijn, des te moeilijker is het, de spinvectoren van richting te doen veranderen en des te kleiner zal dus de permeabiliteit μ_r zijn. Hoewel deze richtkrachten niet noodzakelijk van magnetische aard zijn, mag men onderstellen dat ze, evenals een uitwendig veld H, in staat zijn een praecessie van de spinvectoren te veroorzaken. Drukt men de bedoelde krachten uit in het aequivalente veld H dat dezelfde richtende werking zou veroorzaken, dan komt men tot waarden van $\mu_0 H$ van 10^{-3} tot 10^{-2} Wb/m², overeenkomend met een frequentie $\omega_p/2\pi$ van $2 \cdot 10^6$ tot $2 \cdot 10^7$ per/sec. Inderdaad bevindt men zich hier reeds zeer dicht bij het frequentiegebied waarin de in het begin van dit artikel beschreven verschijnselen optreden. Het in fig. 1 tot uiting komende feit dat het abnormale gedrag van μ_r' en μ_r'' bij hogere

[8]) Zie bijv. J. J. Went, Philips techn. T. **10**, 247-256, 1948 (No. 8).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

frequentie optreedt naarmate μ_r' in het gebied der lage frequenties kleiner is, strookt goed met het zoëven beweerde, nl. dat een kleine μ_r betekent: grote anisotropiekrachten, dus een grote waarde van de aequivalente H en de daarbij behorende ω_p.

Dat de overeenstemming van de krommen van fig. 1 met de, van rechts naar links gelezen, fig. 7 slechts qualitatief is en dat het abnormale gedrag van μ_r'' reeds bij frequenties begint die nog een factor 10 of 20 kleiner zijn dan uit de schatting door middel van de anisotropiekrachten volgt, moet zeer waarschijnlijk op rekening van de inwendige spanningen in het materiaal worden gesteld. De inwendige veldsterkten die daarmede gepaard gaan, kunnen de anisotropievelden plaatselijk verzwakken of compenseren, waarvan een algehele verbreding van de resonantiefiguur en een vervlakking van de maxima het gevolg is.

Een analyse toont dat de magnetische energie, welke voor een uitwendig veld H_p de vorm aanneemt:

$$E = \tfrac{1}{2} H_p \Theta^2 ,$$

waarin Θ de — klein onderstelde — hoek van de magnetisatie met H_p is, voor krachten die van elastische spanningen afkomstig zijn, veelal moet worden gegeneraliseerd tot de uitdrukking:

$$E = \tfrac{1}{2} (H_x \Theta_x^2 + H_y \Theta_y^2)$$

waarin H_x en H_y de „effectieve velden" zijn, voor afwijkingen in de x- resp. y-richting. Men berekent gemakkelijk, dat in dat geval de resonantiefrequentie ω_0 de vorm aanneemt:

$$\omega_0 = \gamma (H_x H_y)^{1/2}, \quad \text{waarin } \gamma = \frac{e}{m_0} \mu_0 .$$

Voor spanningen van een speciaal type kan bijv. H_y wel eens nul worden, en dat voert dan in principe tot een resonantiefrequentie nul. In de practijk zal het wel niet zo erg zijn, maar toch mag men verwachten dat bepaalde delen van het materiaal een lagere resonantiefrequentie zullen hebben dan andere [9]).

Samenvattend kan men zeggen dat het inzicht in de aard der bij hoge frequenties in ferrieten optredende verliezen aanmerkelijk is verdiept, doch dat het nog niet mogelijk is alle waargenomen details te verklaren. De toekomst zal hier zeker een vooruitgang doen zien, waarbij ook de perfectionnering van het materiaal zelf een rol zal spelen.

[9]) Zie: J. L. Snoek, Physica 's Grav. **14**, 207-217, 1948 (No. 4).

De gyrator

Ten slotte willen we nog wijzen op een mogelijkheid om van het gyromagnetische effect gebruik te maken voor de verwezenlijking van een zg. gyrator.

Wij hebben boven gezien (zie (11) en (12)) dat de gyromagnetische resonantie hierin van de normale resonantie verschilt, dat een wisselveld in de x-richting niet alleen een wisselpolarisatie in de x-richting veroorzaakt, maar ook in de y-richting, dus loodrecht daarop. Van deze wisselpolarisatie, welke ook experimenteel is waargenomen, kan men gebruik maken in de electrotechniek.

Wordt namelijk een wisselstroom gezonden door een spoel waarvan de as evenwijdig is aan de x-as van een coördinatenstelsel, dan zal, zonder aanwezigheid van ferriet, geen spanning worden opgewekt in een andere spoel waarvan de as evenwijdig is aan de y-richting, Is echter in het veld een materiaal aanwezig dat gyromagnetische resonantie vertoont en dat in de z-richting is gemagnetiseerd, dan zal er wel een spanning in de laatstgenoemde spoel worden opgewekt. Tellegen [10]) heeft laten zien dat de bovengeschetste combinatie van twee gekruiste spoelen een vierpool vormt, een zg. gyrator, die van de bekende vierpolen, zoals bijv. de transformator, daarin verschilt dat niet aan de reciprociteitswet is voldaan (de reciprociteitswet voor een electrisch netwerk zegt dat de stroom in een tak van dit netwerk, opgewekt door een wisselspanning in een andere tak, in grootte en faze overeenstemt met de stroom die in de laatstgenoemde tak ontstaat ten gevolge van een even grote wisselspanning in de eerstgenoemde tak). Twee dergelijke vierpolen, in cascade geschakeld, leiden tot een vierpool waarvoor de reciprociteitswet weer geldt. Op de interessante practische vooruitzichten die het gebruik van het nieuwe schakelelement biedt, kan hier niet nader worden ingegaan.

[10]) B. D. H. Tellegen, The gyrator, a new electric network element, Philips Res. Rep. **3**, 81-101, 1948 (No. 2).

Samenvatting. Het materiaal „Ferroxcube" wordt gekenmerkt door zeer geringe wervelstroom- en hysteresisverliezen. In het gebied 0-10^5 per/sec wordt een geringe nawerking waargenomen. Boven een zekere critische frequentie, die van materiaal tot materiaal verschillend is, treden extra verliezen op, welke moeten worden toegeschreven aan gyromagnetische resonantie. De theorie van dit verschijnsel wordt aan een mechanisch model toegelicht. Verder worden metingen van de gyromagnetische resonantie beschreven, welke uitgevoerd werden aan een in een constant sterk magnetisch veld geplaatst materiaal, welk veld dit materiaal polariseert in een richting loodrecht op de onderzochte richting. Deze metingen bevestigen in hoofdzaak de theoretische verwachting. Er wordt kort aangeduid hoe men de waargenomen verliezen qualitatief uit de gyromagnetische verschijnselen kan verklaren. Ten slotte wordt er op gewezen dat met behulp van het gyromagnetische effect een vierpool met nieuwe eigenschappen (gyrator) kan worden gevormd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE FABRICAGE VAN KWARTS-OSCILLATORPLAATJES

I. HET REALISEREN VAN DE GEWENSTE SNEDEN

door W. PARRISH *).

549.514.51:621.396.611.21

Van kwartsplaatjes die voor de frequentiestabilisatie van radiozenders dienen, wordt een buitengewone, aan de grens van het realiseerbare gelegen nauwkeurigheid in de bewerking verlangd. Het vervaardigen van zulke plaatjes in massa is een belangwekkend technisch probleem, dat in de Verenigde Staten van Amerika in de oorlog op imponerende wijze is aangepakt, en dat tot een succesvolle oplossing werd gebracht doordat kristallografen, physici, radiotechnici, constructeurs enz. de handen ineen sloegen.

Onder de meer dan 100 fabrieken die aan deze massafabricage hebben deelgenomen, heeft de North American Philips Co. de gelegenheid gehad enkele niet onbelangrijke bijdragen tot de ontwikkeling der fabricagemethoden te leveren. Deze bijdragen, alsook de genoemde ontwikkeling in het algemeen, zijn na de oorlog in diverse Amerikaanse tijdschriften beschreven. Toch meent de redactie van dit tijdschrift dat het ten dienste van vele lezers, vooral de niet-Amerikaanse, nog van interesse kan zijn iets over de bedoelde fabricagemethoden mede te delen.

In 1921 werd door W. G. Cady aangetoond dat de trilling van een plaatje, gesneden uit een piëzo-electrisch kristal, zoals kwarts, kan dienen voor het vastleggen van de frequentie van een buisoscillator. Geleidelijk drong deze methode van frequentiestabilisatie in de practijk van de radiozenders op korte golven door. Zo werden bijv. in de Verenigde Staten van Amerika in 1939 ongeveer 50 000 kwartsplaatjes voor dit doel gefabriceerd.

Door de tweede wereldoorlog kreeg de communicatietechniek op korte golven een geweldige impuls. Bij het intreden van de Verenigde Staten in de oorlog werd in dat land een programma opgemaakt dat voorzag in het uitrusten van ontzaglijke aantallen vliegtuigen, tanks, kleine infanterie-eenheden, enz. met een zend-ontvang-apparatuur. Het gebruik van kwarts-oscillatoren maakte het daarbij mogelijk de frequenties zeer constant te houden en derhalve op ongekende schaal met drukknopafstemming te werken. De jaarproductie van kwartsoscillatorplaten steeg van ca 100 000 in 1941 to ca 5 millioen in 1942, en vervolgens tot ca 28,5 millioen in 1944. Een kleine specificatie van dit laatste cijfer is misschien niet oninteressant [1]): 8 millioen oscillatorplaten waren bestemd voor vliegtuigen, 4,5 millioen voor tanks en artillerie-eenheden, 11 millioen voor „walkie-talkie's" en „handie-talkie's", de rest voor diverse voertuigen en de vloot. Aan het einde van de oorlog was de productie verder gestegen tot ongeveer 60 millioen per jaar, en de prijs van een plaatje was gedaald tot een fractie van de vooroorlogse prijs.

De geschetste snelle stijging van de kwartsplatenproductie steunde op de ontwikkeling van fabricagemethoden die interessant zijn om de eigenaardige combinatie van de uiterste precisie, die in de bewerking der oscillatorplaten wordt verlangd, met de snelheid en eenvoud van productie die de oorlog met zijn eisen en zijn beperkingen gebood. Een beknopt maar vrijwel volledig overzicht van deze fabricagemethoden is gepubliceerd in een symposiumboek van de Mineralogical Society of America [2]) in het begin van 1945. In dit tijdschrift moeten wij ons beperken tot enkele fazen, nl. die in welker uitwerking de Philips-ondernemingen in

*) Philips Laboratories, Inc., Irvington-on-Hudson, New York, U.S.A.

[1]) Zie: C. Frondel, History of the quartz oscillator-plate industry 1941-1944, Amer. Mineralogist **30**, 205-213, 1945.

[2]) Het symposium-nummer van de American Mineralogist (Mei-Juni 1945) bevat behalve het in [1]) aangehaalde artikel de volgende bijdragen:
K. S. Van Dyke, The piezoelectric quartz resonator (p. 214-244).
R. E. Stoiber, C. Tolman en R. D. Butler, Geology of quartz crystal deposits (p. 245-268).
S. G. Gordon, The inspection and grading of quartz (269-290).
J. S. Lukesh, The effect of imperfections on the usability of quartz for oscillator-plates (291-295).
W. Parrish and S. G. Gordon, Orientation techniques for the manufacture of quartz oscillator-plates (296-325).
W. Parrish and S. G. Gordon, Precise angular control of quartz-cutting by X-rays (326-346).
S. G. Gordon and W. Parrish, Cutting schemes for quartz crystals (347-370).
W. Parrish, Methods and equipment for sawing quartz crystals (371-388).
W. Parrish, Machine lapping of quartz oscillator-plates (389-415).
C. Frondel, Final frequency adjustment of quartz oscillator-plates (416-431).
C. Frondel, Effect of radiation on the elasticity of quartz (432-446).
C. Frondel, Secondary Dauphiné twinning in quartz (447-460).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de Verenigde Staten, met name de kristalfabriek te Dobbs Ferry, de röntgenfabriek te Mount Vernon en het laboratorium te Irvington, een werkzaam aandeel hebben gehad. Dit artikel zal een globaal overzicht geven van het probleem van het uitzagen der plaatjes uit de natuurlijke, ruwe kwartskristallen; in een volgend artikel wordt gesproken over de nauwkeurige bepaling der gewenste snijrichtingen met behulp van een door Philips geconstrueerd speciaal röntgendiffractie-apparaat; een derde artikel zal handelen over methoden, toegepast bij het slijpen en verder afwerken van de oscillatorplaatjes.

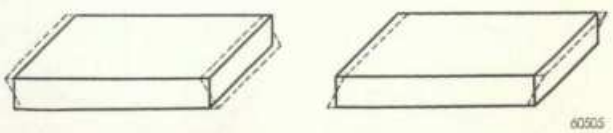
De lezer die eerst enkele algemene begrippen op het gebied van de toepassingen van het piëzo-electrisch effect wil ophalen, zij verwezen naar een enkele maanden geleden in dit tijdschrift geplaatst overzichtsartikeltje [3]) en verder naar de standaardwerken van Heising [4]) en Cady [5]).

De temperatuuronafhankelijke sneden

Het mag wel bekend worden ondersteld dat de resonantiefrequentie van een, op bepaalde wijze trillend, kwartsplaatje afhangt van de temperatuur, en dat deze afhankelijkheid in bepaalde temperatuurgebieden zeer klein kan zijn als de kristallografische assen in het plaatje zekere, nauwkeurig vaststaande, hoeken met de begrenzingen van het plaatje maken. Meestal formuleert men dit andersom: men zegt dat het oscillatorplaatje onder bepaalde hoeken ten opzichte van de kristallografische assen uit het kristal gesneden moet zijn, en men spreekt dan van een temperatuuronafhankelijke snede, of snede met kleine temperatuurcoëfficient. Voorbeelden hiervan zijn de AT-, BT-, GT-snede enz., die we hieronder nog iets nader zullen beschrijven.

Dat men voor radiozenders bij voorkeur of zelfs uitsluitend kwartsplaten volgens temperatuuronafhankelijke sneden wenst te gebruiken, is begrijpelijk: het doel van het gebruik dezer platen is immers het stabiliseren van de zendfrequentie, en door toepassing van de genoemde sneden wordt, zonder dat men een thermostaat voor de kwartsplaat nodig heeft, de frequentie ook in hoge mate ongevoelig gemaakt voor variaties van de omgevingstemperatuur, die bijv. bij het gebruik in vliegtuigen zeer groot kunnen zijn. De temperatuuronafhankelijkheid, of beter: de kleine waarde van de temperatuurcoëfficient bij deze sneden, is weliswaar beperkt tot een bepaald temperatuurgebied: als functie van de temperatuur doorloopt de resonantiefrequentie een maximum (of een vlak buigpunt). De beste frequentiestabiliteit krijgt men door het kristalplaatje bij temperaturen nabij het maximum te laten werken. De breedte van het maximum, d.i. de breedte van het bruikbare temperatuurgebied, hangt van de soort snede af. Bij de veel toegepaste BT-snede bijv. varieert de frequentie in een temperatuurgebied ter breedte van ca 140 °C niet meer dan 0,02%. Met andere sneden kan een nog aanzienlijk grotere frequentieconstantheid worden verkregen.

De diverse sneden verschillen onderling in de trillingsvorm waarvoor de temperatuurcoëfficient klein wordt. Nu wordt de resonantiefrequentie van een trillend plaatje met gegeven trillingsvorm in hoofdzaak bepaald door de afmetingen; aangezien men de plaatjes niet willekeurig dun en klein, maar ook niet al te groot kan maken, is er dus voor elk type snede een bepaald frequentiegebied waarin het practisch te gebruiken is. Voorts is er het verschil in de breedte en de ligging van het nuttige temperatuurgebied. Een verder gezichtspunt bij de keuze van de toe te passen snede is de mate waarin door de gewenste trilling ongewenste trillingsvormen, zg. nevenfrequenties, worden aangestoten, die aanleiding geven tot een extra demping, verminderde „activiteit" bij bepaalde frequenties, verwarming van het plaatje, en andere storende effecten. Globaal kan men zeggen dat in de, wat het aantal zenders betreft, zeer belangrijke frequentiegebieden van 2-5 Mper/sec alleen AT-sneden, van 5-9 Mper/sec alleen BT-sneden worden toegepast, beide volgens *fig. 1* trillend met een afschuiving in hun diktedoorsnede (en wel met de grondtrilling van deze trillingsvorm). Bij de BT-snede kan men de temperatuur waarbij het maximum in de frequentie optreedt, enigermate beïnvloeden, door de snijhoek van de plaat ten opzichte van de optische as van het kwartskristal te variëren. Een verandering met bijv. 30 boogminuten van de snijhoek kan deze temperatuur al 10-20 °C doen verschuiven.



60505

Fig. 1. Van oscillatorplaatjes volgens een AT- of BT-snede wordt een trillingsvorm met een afschuiving in de diktedoorsnede gebruikt. Gestippeld is de vervorming aangegeven die bij een trilling optreedt, in twee tegengestelde fazen.

[3]) J. C. B. Missel, Piëzo-electrische materialen, Philips techn. T. **11**, 145-150, 1949 (No. 5).
[4]) R. A. Heising, Quartz crystals for electrical circuits, Van Nostrand, New York 1946.
[5]) W. G. Cady, Piezo-electricity, Mc Graw-Hill, New York 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Deze geringe hoekvariatie geeft tevens een idee van de grote nauwkeurigheid waarmee de voorgeschreven orientatie dient te worden aangehouden. Wat de dikte der platen betreft, zijn de toleranties eveneens uiterst gering: de plaatjes voor twee in frequentie naburige communicatiekanalen kunnen bijv. slechts $2 \cdot 10^{-6}$ mm in dikte verschillen.

Hoe liggen nu de verschillende temperatuuronafhankelijke sneden in het kwartskristal?

Kwarts kristalliseert in de symmetrieklasse D_3 (notatie volgens Schönflies), die één drietallige symmetrie-as en loodrecht daarop drie tweetallige symmetrie-assen bezit. Enkele begrenzingsvlakken die een vrij groeiend kwartskristal kan vertonen, ziet men in *fig. 2*. De hierin verticaal staande as Z is de drietallige, zg. optische as. De zes parallel aan Z gelegen zijvlakken noemt men de prismavlakken (m). De drie horizontale tweetallige assen X, die ieder evenwijdig aan twee prismavlakken zijn, heten de electrische assen. Verder wijzen we volledigheidshalve op de drie tussengelegen horizontale assen, de Y-assen, ieder loodrecht op een X-as (en derhalve loodrecht op twee prismavlakken). De kristalbegrenzing in de pyramidevormige einden van het getekende kristal wordt in hoofdzaak gevormd door de drie met r aangegeven zg. grote rhomboëdervlakken, de drie met z aangeduide zg. kleine rhomboëdervlakken, en de kleine vlakjes s en x, de zg. hemiëdervlakjes.

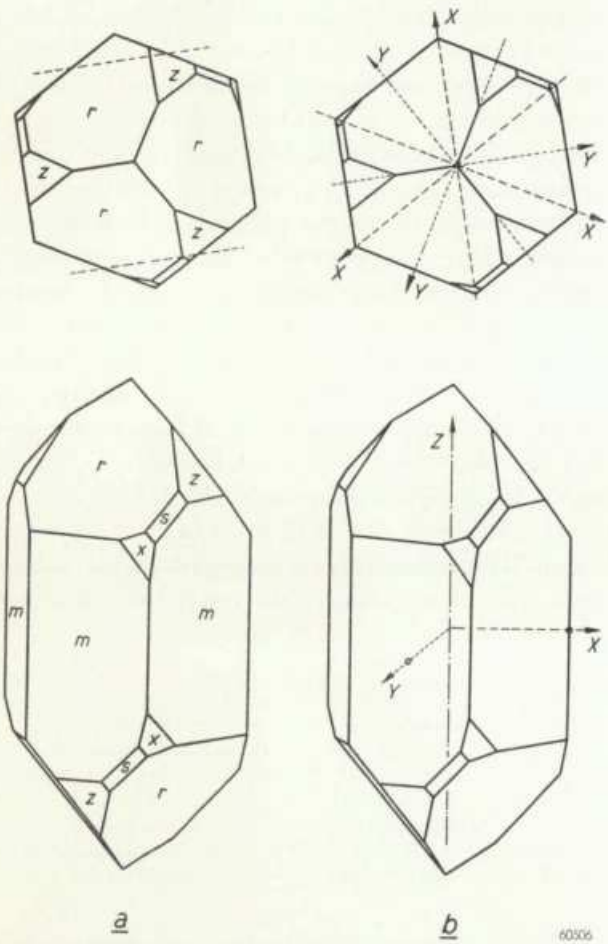


Fig. 2. Ideaal kwartskristal. In (a) zijn de gebruikelijke letteraanduidingen voor de verschillende begrenzingsvlakken vermeld: m prismavlak, r groot en z klein rhomboëdervlak, x en s hemiëdervlakjes. In (b) zijn de richtingen van de Z-as (optische as), de drie X-assen (electrische assen) en de drie Y-assen aangegeven.

De gestippelde lijnen in (a), bovenaan, zijn de doorsnijdingslijnen met twee vlakjes evenwijdig aan Y en Z, zoals die in de eerste stap volgens de X-blok-methode van het kwartskristal worden afgesneden.

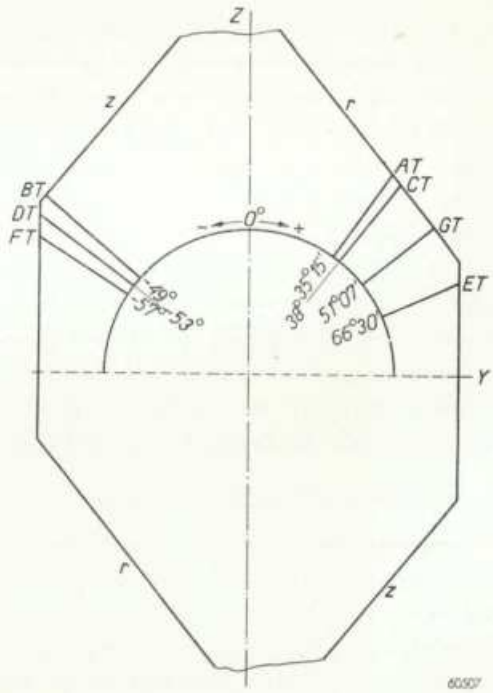


Fig. 3. Doorsnede van een kwartskristal evenwijdig aan een Y-Z-vlak (d.i. loodrecht op een X-as). De meeste temperatuuronafhankelijke sneden staan loodrecht op zulk een doorsnede, onder hoeken met de Z-as als hier aangegeven. AT-, CT- GT- en ET-snede zijn globaal evenwijdig aan het doorsneden z-vlak; BT- DT- en FT-snede aan het doorsneden r-vlak.

Sommige oscillatorplaatjes worden cirkelrond of langwerpig rechthoekig uitgesneden, de meeste echter, zoals alle plaatjes volgens de AT- en BT-snede, vierkant; twee zijden komen dan loodrecht te staan op het vlak van tekening (dus parallel aan X), behalve bij de GT-snede, waar de zijden hoeken van 45° met dit vlak moeten maken. De lengte der zijden varieert van 3 tot 50 mm, bij de normale oscillatorplaatjes is zij omtrent 12 mm.

De meeste tot nu toe ontwikkelde temperatuuronafhankelijke sneden verlopen parallel aan een van de X-assen, staan dus loodrecht op een Y-Z-vlak. Zij verschillen onderling alleen in de hoek die zij met de Z-as insluiten. In *fig. 3*, die een doorsnede van het kristal langs een Y-Z-vlak weergeeft, zijn deze sneden aangegeven: zij staan hier dus alle loodrecht op het vlak van tekening, evenals de door de doorsnede geraakte rhomboëdervlakken r en z. Men ziet dat de AT- en de BT-snede, die wij

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voornamelijk willen beschouwen, globaal gesproken evenwijdig lopen aan een *z*- resp. een *r*-vlak.

Het orienteren van de kristallen onder de zaag

De kwartskristallen die in de natuur worden gevonden, lijken meestal maar heel weinig op het ideale kristal dat in fig. 2 werd getekend. In *fig. 4* zijn enkele natuurlijke kristallen afgebeeld. Men ziet op de kristallen wel sommige prisma- en rhomboëdervlakken en men kan ook heel goed vaststellen welk soort vlakken men voor zich heeft, aangezien de onderlinge hoeken der vlakken steeds dezelfde zijn. Doch de verschillende vlakken zijn volstrekt niet in dezelfde mate uitgegroeid, zodat het kristal in het algemeen generlei macrosymmetrie vertoont. Soms krijgt men zelfs te maken met kristallen waarop in het geheel geen duidelijke begrenzingsvlakken worden aangetroffen.

Het bepalen in een dergelijk min of meer onregelmatig kristal van de vlakken waarlangs het moet worden doorgezaagd, bijv. voor een AT-snede, wordt met de vereiste zeer kleine toleranties mogelijk gemaakt door twee fundamentele hulpmiddelen: het onderzoek van de dubbele breking en het onderzoek van de diffractie van röntgenstralen. Hoe deze hulpmiddelen, tezamen met andere (zoals de natuurlijke begrenzingsvlakken van het kristal en de lichtfiguren op geëtste kristaloppervlakken) te pas worden gebracht, kan het gemakkelijkste worden toegelicht door een bepaalde snijmethode (er zijn er verscheidene) eens op de voet te volgen. We kiezen daartoe de zogenaamde *X*-blok-methode, die wel de meest algemene met succes toegepaste is, voorzover het kristalblokken betreft van niet meer dan ongeveer 1 kg gewicht.

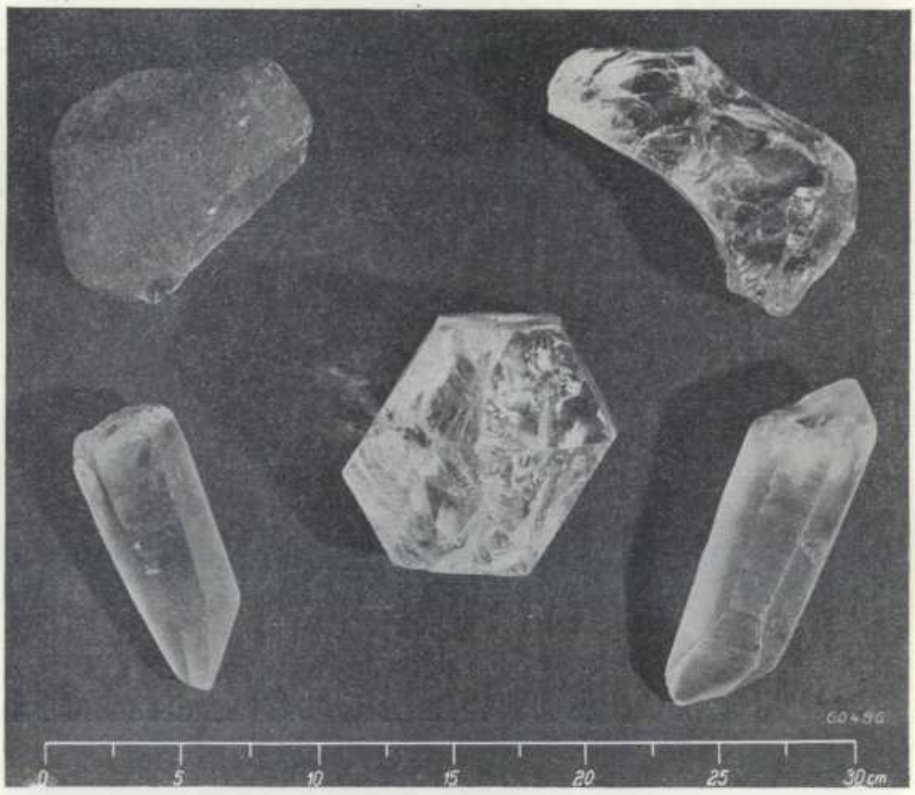


Fig. 4. Enige typische vormen van natuurlijke kwartskristallen. Bovenaan twee kristallen zonder enige regelmatige begrenzing; het linker kristal is in een rivierbedding gevonden, waarin de eroderende werking van het water de oorspronkelijke kristalvlakken heeft afgeslepen; van het rechter kristal zijn in de kwartsmijn gedeelten afgeslagen. Onderaan drie kristallen met gave begrenzing: het middelste staat met de optische as loodrecht op het vlak van de foto en toont de zeshoekige omtrek, de beide andere kristallen, met de optische as evenwijdig aan het vlak van de foto, laten de karakteristieke „kaars"-vorm zien. (Deze vorm, waarbij schijnbaar prismavlakken optreden die niet streng parallel aan de *Z*-as zijn, ontstaat doordat de zijvlakken niet volkomen glad zijn doch een zeer fijne, uit afwisselende prismavlakken en rhomboëdervlakken opgebouwde trapjesstructuur bezitten).

Stel dat het te zagen kristal, onregelmatig als het is, althans één goed ontwikkeld prismavlak(*m*) bezit. Men zaagt eerst loodrecht op dit prismavlak en parallel aan de *Z*-as een vlakje aan weerskanten

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van het kristal. Deze vlakjes zijn evenwijdig aan een *Y*-*Z*-vlak (zie *fig.* 5). Het aldus verkregen zg. *X*-blok plaatst men zodanig op de tafel van de kwartszaag (*fig.* 6) dat het zaagvlak loodrecht staat op de eerst afgesneden *Y*-*Z*-vlakjes, dus evenwijdig aan een *X*-as van het kristal. Blijkens fig. 3 moet nu het kristal alleen nog om deze *X*-as

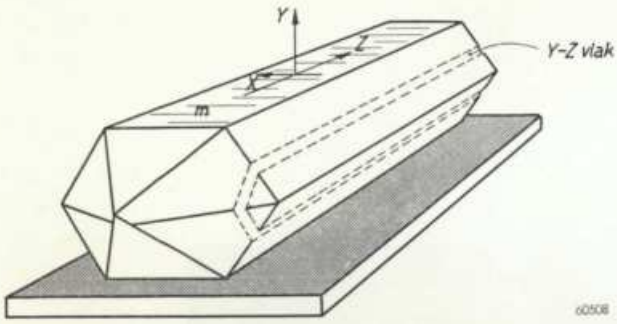


Fig. 5. Bij het zagen der kristalblokken volgens de *X*-blokmethode snijdt men eerst aan weerskanten een vlakje loodrecht op een prismavlak *m* en parallel aan de *Z*-as af. Dit zijn *Y*-*Z*-vlakjes (parallel aan de doorsnede afgebeeld in fig. 3).
Bij een „kaarsvormig" kristal gaat de methode even goed op; weliswaar staan hier de zijvlakken niet loodrecht op een *Y*-as, doch voor de methode is alleen essentieel dat het gebruikte zijvlak evenwijdig is aan een *X*-as.

worden gedraaid, totdat de *Z*-as de voor de snede gewenste, in fig. 3 aangegeven hoek met het zaagvlak maakt. Dan kan men platen ter dikte van de gewenste oscillatorplaatjes (plus de nodige extra dikte voor het slijpen) uit het kristal zagen (zie *fig.* 7) en elke plaat in een aantal oscillatorplaatjes verdelen.

Men ziet dat bij het realiseren van de gewenste temperatuuronafhankelijke snede volgens deze methode twee verschillende orienteringen van het kwartskristal ten opzichte van de zaag te pas komen.

Bij de eerste orientering, voor het snijden van een *Y*-*Z*-vlak, moet het zaagvlak loodrecht op een prismavlak en parallel aan de *Z*-as van het kristal worden gezet. Men legt daartoe het kristal met het genoemde, goed ontwikkelde prismavlak op een dikke glazen plaat, waarvan een zijkant vlak geslepen is om als instelkant te dienen. Op de, horizontaal gelegen, zaagtafel kan de glazen plaat met behulp van een aanslag zo worden bevestigd dat de instelkant evenwijdig aan de zaagschijf staat. Men heeft dan de gewenste orientatie als het kristal zodanig op de plaat is gelegd dat de *Z*-as nauwkeurig parallel aan de instelkant is. Meestal

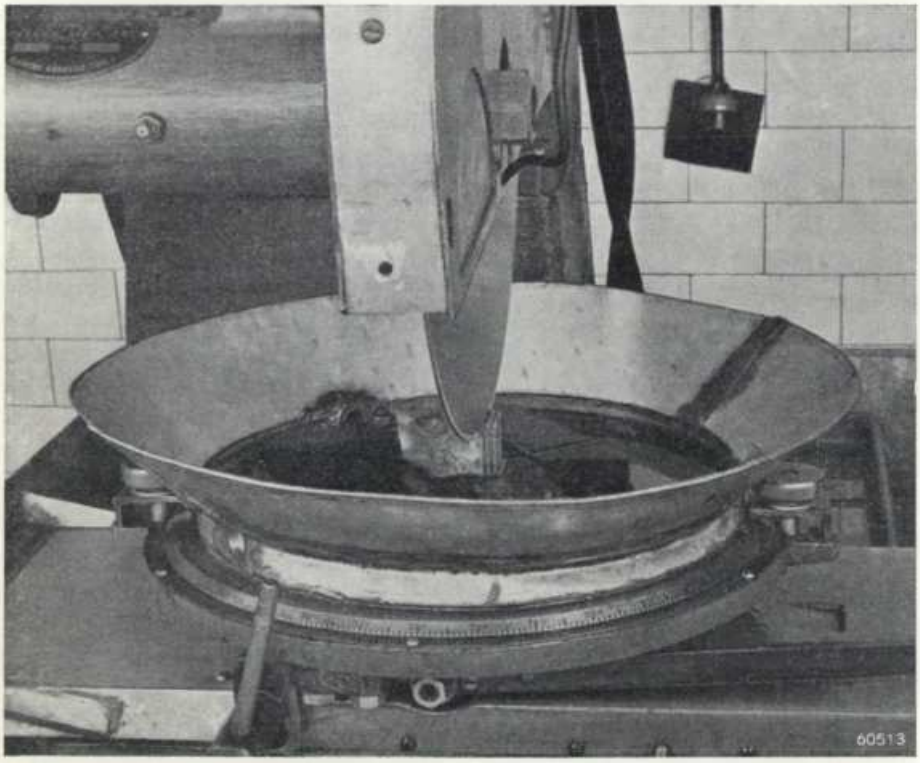


Fig. 6. Opstelling van een cirkelzaag, gebruikt voor het zagen van kwartskristallen. Een veel gebruikt type zaagschijf bestaat uit gesinterd brons waarin diamantpoeder is verwerkt. De schijf roteert met een omtreksnelheid van ongeveer 30 m/sec en kan een oppervlakte van bijv. 30 cm² in 2 à 3 minuten snijden. Het blok kwarts wordt geplaatst op een zaagtafel, die om een verticale as gedraaid en om een horizontale as gekanteld kan worden; zij is hiervoor aan de omtrek van een graadindeling voorzien. Bovendien kan het blok kwarts op een slede telkens over de gewenste afstand evenwijdig aan zichzelf worden verschoven, om een reeks evenwijdige platen van gegeven dikte uit het blok te zagen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kan men dit op het oog reeds met enige benadering bewerkstelligen. Daarna verbetert men de ligging met behulp van een eenvoudig toestel, dat in *fig. 8* is afgebeeld: een lichtbundel valt loodrecht door de glazen plaat en het er op gelegde kristal,

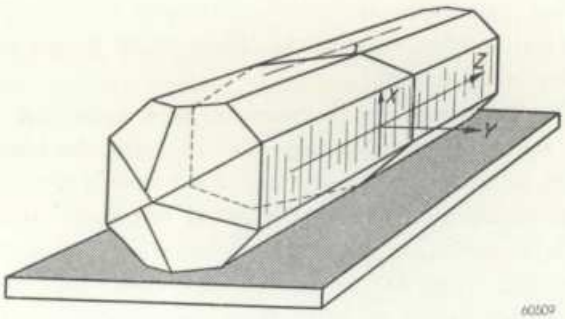


Fig. 7. Het *X*-blok, waaruit platen volgens allerlei temperatuuronafhankelijke sneden kunnen worden gezaagd. Men zorgt dat het zaagvlak loodrecht staat op de afgesneden *Y*-*Z*-vlakjes, dus parallel aan een *X*-as, en behoeft dan het kristal alleen nog om deze *X*-as te draaien tot de gewenste hoek tussen zaagvlak en *Z*-as verkregen is. Als voorbeeld is een snede aangegeven.

terwijl onder en boven het kristal gekruiste polarisatoren (nicols, of, ter wille van een groter gezichtsveld, „Polaroïd"-platen) zijn aangebracht. Zonder kristal zou men volledige uitdoving hebben, door de dubbele breking van het kristal loodrecht op de optische as krijgt men een zekere doorlating van licht, tenzij de „hoofdrichtingen" van het kristal (in dit geval de *Z*-as en een *X*-as) evenwijdig aan de polarisatierichtingen der beide polarisatoren staan. Daar de instelkant van de glazen plaat door middel van een aanslag op de objecttafel evenwijdig aan een dezer polarisatierichtingen wordt gezet, kan men door het kristal een weinig op de plaat te draaien totdat weer uitdoving optreedt, de *Z*-as evenwijdig aan de instelkant maken, tot op ongeveer 1° nauwkeurig. In deze stand wordt het kristal op de glazen plaat vastgekit.

Na het zagen van een vlakje is men nu echter nog niet klaar, aangezien de genoemde nauwkeurigheid niet voldoende is. Men moet op het gesneden vlakje de later te bespreken röntgendiffractiemethode toepassen, waarmee de kristallografische hoeken van het verkregen vlakje tot op enkele minuten nauwkeurig worden bepaald. De nodige correcties in de stand van het kristal ten opzichte van de zaagschijf kunnen hieruit zeer eenvoudig worden afgeleid en daarna worden verwezenlijkt door draaien (en eventueel een weinig kantelen) van de zaagtafel, die langs de omtrek is voorzien van een graadindeling met nonius-aflezing. Men zaagt nu opnieuw een vlakje, bepaalt hiervan de hoeken en moet eventueel een tweede keer corrigeren. Meestal echter is na de eerste correctie de snede reeds binnen de toleranties van 15 à 30′ evenwijdig aan het *Y*-*Z*-vlak.

Op precies dezelfde wijze gaat men natuurlijk te werk bij het snijden van het *Y*-*Z*-vlakje aan de tegenovergestelde kant van het kristalblok.

De tweede hierboven genoemde orientering omvat het brengen van het zaagvlak in de stand loodrecht op het *Y*-*Z*-vlak en onder de gewenste hoek met de *Z*-as. Het eerste bewerkstelligt men door het *X*-blok, nadat het van de glazen drager is losgeweekt, met een der beide zojuist gesneden *Y*-*Z*-vlakjes op een andere glazen plaat te monteren, wederom met de *Z*-as parallel aan de instelkant op de zaagtafel. Na bevestiging van de plaat

Fig. 8. Met behulp van dit toestel wordt de *Z*-as van een blok kwarts evenwijdig aan de instelkant van de glazen drager geplaatst. (Uitvoering van The Polarizing Instrument Co. Inc., die dit toestel onder de naam "mounting stauroscope" in de handel brengt.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verkrijgt men de gewenste hoek met de Z-as door de zaagtafel in de desbetreffende, op de graadindeling af te lezen stand te draaien. Hierbij is het echter nog nodig te weten of de draaiïng naar rechts dan wel naar links moet geschieden. Immers, fig. 3, het Y-Z-vlak waarin we de diverse temperatuuronafhankelijke sneden hebben aangegeven, zou ook van de tegenovergestelde zijde kunnen worden bekeken, waarbij rechts en links worden verwisseld. Men moet derhalve, als men een X-blok voor zich heeft, nagaan hoe de r- en z-vlakken liggen, en kan dan de vuistregel toepassen dat de AT-snede ongeveer evenwijdig aan z, de BT-snede ongeveer evenwijdig aan r verloopt. Het identificeren van r en z gaat heel eenvoudig volgens de methode der etsfiguren.

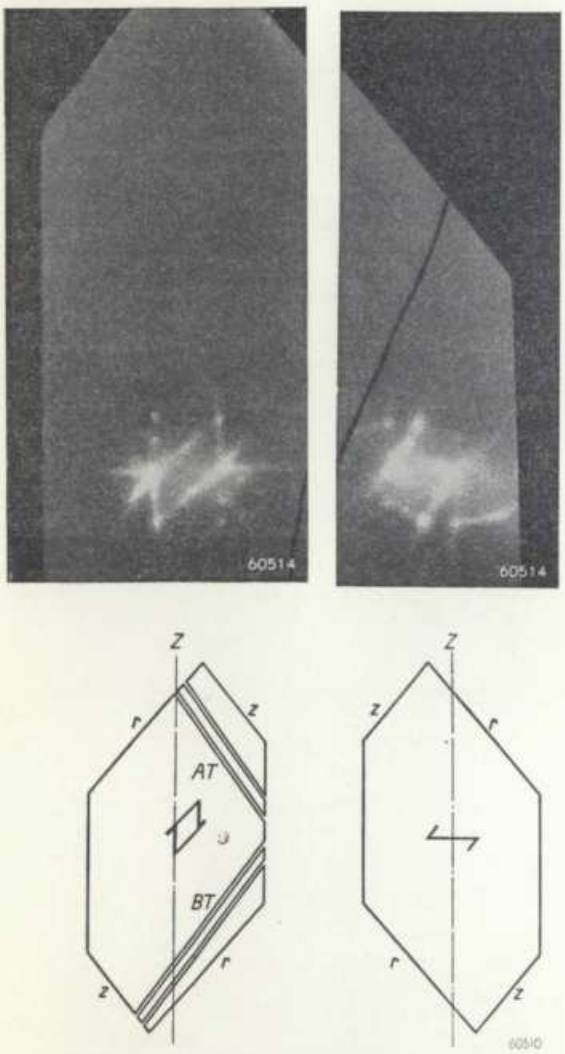


Fig. 9. *a*) Lichtfiguur die op het Y-Z-vlak te zien is als men een geëtst X-blok boven een puntvormige lichtbron plaatst. De parallelogram-achtige figuur links ziet men indien de positieve, de figuur van de gespiegelde N rechts als de negatieve X-richting naar de beschouwer wijst.
b) Uit de parallelogram-figuur kan men onmiddellijk de richting der r- en z-vlakken afleiden en daarmee de vereiste draairichting van het X-blok op de zaagtafel. (De correlatie als hier getekend, is er onafhankelijk van of men rechtse dan wel linkse kwarts voor zich heeft; zie hieronder.)

Het kristal wordt geëtst in een geconcentreerde waterige oplossing van ammoniumbifluoride. Legt men het aldus geëtste X-blok boven een puntvormige lichtbron, dan ziet men, door de breking en reflectie in de myriaden kleine etsputjes, op het oppervlak een onsymmetrische lichtfiguur, uit welker orientatie direct de richtingen van r en z kunnen worden opgemaakt. Door *fig. 9* wordt dit nader toegelicht [6]).

De instelling van de vereiste hoek tussen Z-as en zaagvlak met behulp van de graadindeling langs de zaagtafel is nog niet nauwkeurig genoeg. Men maakt dus ook in dit geval een proefsnede, past hierop de röntgenmethode toe voor een exacte bepaling van de werkelijk verkregen kristallografische hoeken en leidt de vereiste correcties af. De toleranties zijn hierbij 10 à 15 boogminuten.

Heeft men tenslotte een proefvlak gesneden dat aan de eisen beantwoordt, dan zaagt men parallel

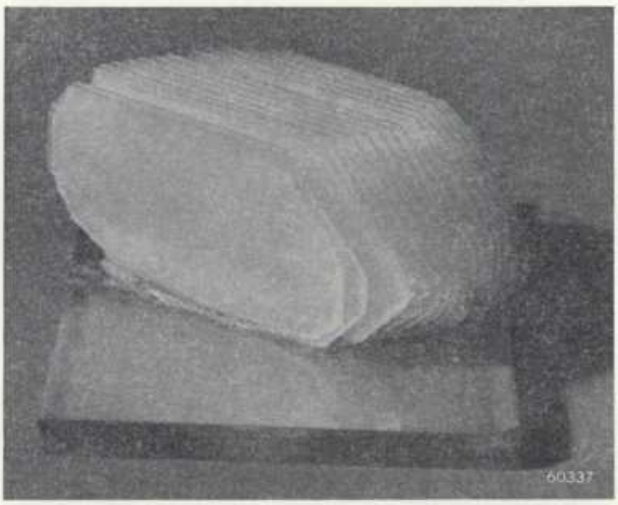


Fig. 10. Een in platen gesneden blok kwarts, op zijn glazen drager. De afbeelding geeft een indruk van de grote hoeveelheid materiaal die door de dikte van de zaagschijf verloren gaat. Verder is het van belang op te merken dat het bovenvlak van het blok kwarts, bij de hier toegepaste X-blokmethode, horizontaal staat, dus loodrecht op de zaagschijf. Bij snijmethoden waarbij dit niet het geval is, kan men er last van ondervinden dat de zaagschijf tijdens het zagen neiging heeft schuin in het blok te lopen, waardoor onnauwkeurigheden in de gewenste hoeken ontstaan.

---

[6]) De dubbelzinnigheid in het bekijken van fig. 3 kan men ook uitschakelen door de constatering dat bij het beschouwde kwartskristal de positieve richting van de X-as, waarop de getekende doorsnede loodrecht staat, naar de beschouwer moet wijzen. Hieraan beantwoordt een methode die vroeger werd toegepast om de vraag betreffende de draairichting op te lossen, nl. door rechtstreekse bepaling van de polariteit der X-as langs electrische weg. Men comprimeerde het kristal in de X-richting en ging na, op welke zijde de lading veroorzaakt door het piëzo-electrisch effect, positief was. Deze methode is niet alleen omslachtiger dan de in de tekst beschrevene, maar heeft ook het nadeel dat zij in sommige gevallen aanleiding kan geven tot ernstige fouten, met als gevolg verlies van kostbaar materiaal. Dit zal later worden toegelicht (noot [7])).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

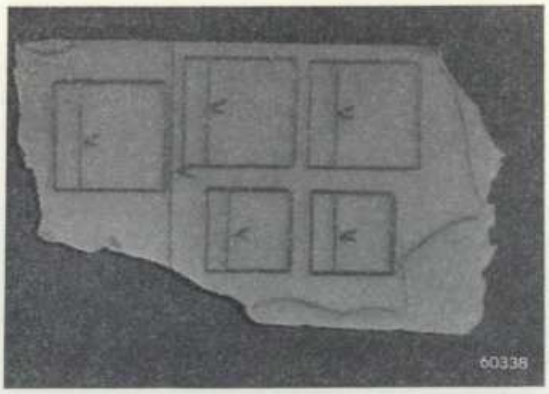


Fig. 11. Afgesneden kwartsplaat, waarop met een rubberstempel de uit te snijden oscillatorplaatjes zijn aangegeven. De rechte randen die boven- en onderaan de plaat zijn overgebleven van het *X*-blok-stadium, staan loodrecht op een *X*-as en dienen als nauwkeurig richtsnoer voor het uitsnijden der plaatjes. Op de gehele plaat, en vervolgens in de afzonderlijke vierkantjes, worden de *X*-as en — met het pijlpuntje — de positieve richting van de projectie van de *Z*-as aangegeven, ten behoeve van latere contrôlemetingen van de uiteindelijk verkregen kristallografische hoeken van elk oscillatorplaatje. Het bepalen van de positieve *Z*-richting geschiedt met een soortgelijk instrument als afgebeeld in fig. 8 (angular view stauroscope).

hieraan het kristal in platen van ca 1 tot 1,2 mm dikte. Is de zaag niet al te best geconstrueerd, dan moet telkens na drie of vier sneden de orientering worden gecontroleerd en eventueel hersteld.

De verkregen platen (*fig. 10*) bezitten ieder twee, van de *Y*-*Z*-vlakken overgebleven, zijkanten die nauwkeurig loodrecht op een *X*-as staan. De vierkante AT- en BT-oscillatorplaatjes dienen twee zijden loodrecht op en twee parallel aan een *X*-as te bezitten, het is dus vrij eenvoudig om op de gezaagde platen de oscillatorplaatjes af te tekenen, die men er uit wil snijden (zie *fig. 11*).

De strategie van het snijden

De bovenstaande beschrijving kan den lezer nog geen goed begrip van het bedrijf der kwartszagerij geven, daar voorlopig een zeer belangrijke complicatie buiten beschouwing werd gelaten — een complicatie die dit gehele bedrijf overschaduwt: de tweelingvorming in de natuurlijke kristallen.

In eenzelfde blok kwarts, zelfs van vrijwel de ideale gedaante volgens fig. 2, kunnen twee of meer kristallen die in bepaalde opzichten van elkaar verschillen, met elkaar vergroeid zijn. Van zulk een tweelingvorming bestaan er bij kwarts twee typen: de electrische (Dauphinése tweelingen) en de optische (Braziliaanse tweelingen).

Draaien we het in fig. 3 doorgesneden kristal 180° om de *Z*-as, dan wijzen de positieve richtingen van alle *X*- en *Y*-assen naar de tegenovergestelde kant, maar de vlakken die in de figuur voor elkaar in de plaats komen, sluiten dezelfde hoeken met de *Z*-as in. Twee aldus ten opzichte van elkaar gedraaide kristalindividuen kunnen derhalve met elkaar vergroeien, zonder dat de vergroeiïng op het oog constateerbaar behoeft te zijn: de vlakken *m* en *r* van het ene individu zijn „coplanair" met de vlakken *m* resp. *z* van het andere. Dit noemt men een electrische tweeling. Zulk een tweelingvorming manifesteert zich soms door het optreden van een aantal extra hemiëdervlakjes (die echter meestal niet behoorlijk zijn ontwikkeld) en door andere kleine morfologische bijzonderheden. De grenzen tussen de twee of meer individuen in een blok kwarts zijn bij dit type tweelingvorming in het algemeen geheel onregelmatig; zie *fig. 12*.

De symmetrieklasse D_3, waartoe kwarts behoort, bezit géén symmetrievlak. Spiegelen we het in fig. 2 getekende kristal aan een willekeurig vlak

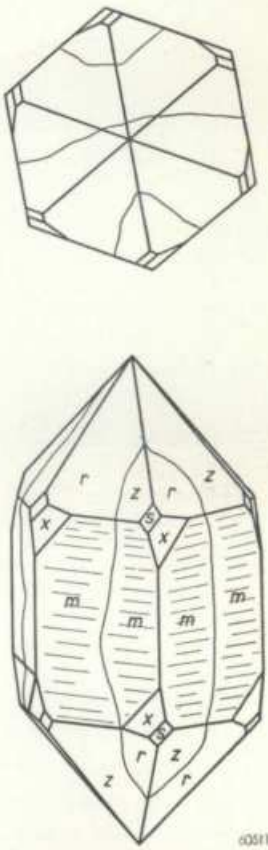


Fig. 12. Electrische tweelingvorming, getekend voor een kristal met ideale grensvlakken. In goed ontwikkelde kristallen kan zulk een tweelingvorming soms worden geconstateerd door de aanwezigheid van extra hemiëdervlakjes *s* en *x* (vgl. fig. 2*a*). De dun getekende, onregelmatige grenzen tussen de verschillend georienteerde kristalindividuen zijn in werkelijkheid in het algemeen niet of nauwelijks te zien. Zij tekenen zich soms af door een verschillende helderheid van de aangrenzende gebieden op de *r*- en *z*-vlakken, of ook door naden die de horizontale striae, welke gewoonlijk op de *m*-vlakken zijn te zien, onderbreken. De enige zekere methode echter om de tweelinggrenzen na te gaan, vooral als het kristal weinig of geen goede begrenzingsvlakken heeft, bestaat daarin het kristal te zandstralen (om de gladde oppervlakken ruw te maken) en het dan 10 uren in een koude geconcentreerde oplossing van ammoniumbifluoride te etsen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

door de *Z*-as, dan krijgen we een kristal dat niet identiek is met het eerste, dwz. niet door draaiïngen en/of verschuivingen tot dekking met het eerste kan worden gebracht, maar dat toch alle eigenschappen van het eerste bezit en dus een bestaanbare kristalvorm van kwarts is. De twee kristalmodificaties staan tot elkaar als een rechts- en een links-draaiend drieassig coördinatenstelsel (of, zo men wil: als een rechter- en een linkerhandschoen). Een kristal van de linkse modificatie nu kan vergroeien met een kristal van de rechtse, in zodanige onderlinge stand dat de *Z*-assen evenwijdig zijn en verder elk *r*-vlak van het ene evenwijdig is aan een *z*-vlak van het andere. Dit is de optische tweelingvorming, zo genoemd omdat de tweelingen

Fig. 13. Optische tweelingvorming. Hierbij bevat een rechts kwartskristal nin of meer regelmatig begrensde insluitsels van linkse kwarts (of omgekeerd), die door bekijken in gepolariseerd licht zichtbaar worden. De insluitsels treden vaak op als dunne regelmatig gespatieerde lamellen. Bij het afgebeelde kristal is de regelmatigheid der tweelingbegrenzingen wel zeer opmerkelijk.

optisch te onderscheiden zijn: zij draaien het polarisatievlak van een bundel gepolariseerd licht in tegenovergestelde richtingen. De grensvlakken tussen de twee of meer individuen zijn bij de optische tweelingvorming altijd vlak (evenwijdig aan een *X*-as) en rechtlijnig begrensd; zie *fig. 13*. Zeer vaak zijn beide typen tweelingvorming, de electrische en de optische, in eenzelfde kristalblok te vinden. (In zeldzame gevallen treft men ook een tweelingvorming volgens beide typen tegelijk aan, waarbij dus een rechts kristal vergroeid is met een links kristal in de 180° gedraaide stand, of omgekeerd.)

Fig. 2, met de door conventie vastgestelde positieve assenrichtingen, heeft betrekking op een rechts kristal. Voor een kristal van de linkse modificatie zijn de stappen bij het snijden geheel dezelfde als hierboven beschreven. De hoeken van de diverse temperatuuronafhankelijke sneden met de *Z*-as zijn voor de twee kwartssoorten tegengesteld, doch de eerder genoemde *r-z*-regel blijft opgaan. Moet men met eenzelfde zaag zowel rechtse als linkse kwarts verwerken, dan is het ter voorkoming van verwarring het eenvoudigste altijd dezelfde draairichting bij het instellen van de zaagtafel aan te houden en rechtse *X*-blokken met de positieve *X*-richting naar boven, linkse *X*-blokken met deze richting naar beneden op de glazen drager te plakken [7]).

Een oscillatorplaatje, zodanig uit een blok kwarts gesneden dat het uit verscheidene kristalindividuen bestaat, is in het algemeen niet bruikbaar (tenzij de tweelingstructuur tot een klein gedeelte en/of tot bepaalde plaatsen van het plaatje beperkt is). Dit is gemakkelijk te begrijpen: de stukken van een plaatje uit een electrische tweeling vertonen bij gelijke deformatie tegengestelde lading, die uit een optische tweeling vertonen wel dezelfde lading maar komen voor verschillende frequenties in resonantie daar hun kristallografische orientering immers verschilt (verwisseling van *r* en *z* in fig. 3!).

Voor een goed begrip van de situatie nu moet men zich realiseren dat uit de kwartsmijnen zo goed als geen blokken geheel vrij van tweelingvorming te voorschijn komen. In zeer vele gevallen heeft men te maken met vergroeiïngen van talrijke individuen. Het uitzagen van de oscillatorplaatjes krijgt daardoor een geheel nieuw aspect: het wordt beheerst door het probleem, enerzijds zoveel mogelijk oscillatorplaatjes uit een ruw kristalblok te snijden zonder tweelinggrenzen te raken, anderzijds voor het uitsnijden van deze plaatjes zo weinig mogelijk zaagtijd te gebruiken [8]).

We kunnen hier slechts enkele opmerkingen maken over de middelen, waarmee men deze oogmerken tracht te bereiken: de „strategie" van het snijden.

Elke uitgezaagde plaat wordt geëtst, om de begrenzingen van electrische en optische tweeling-

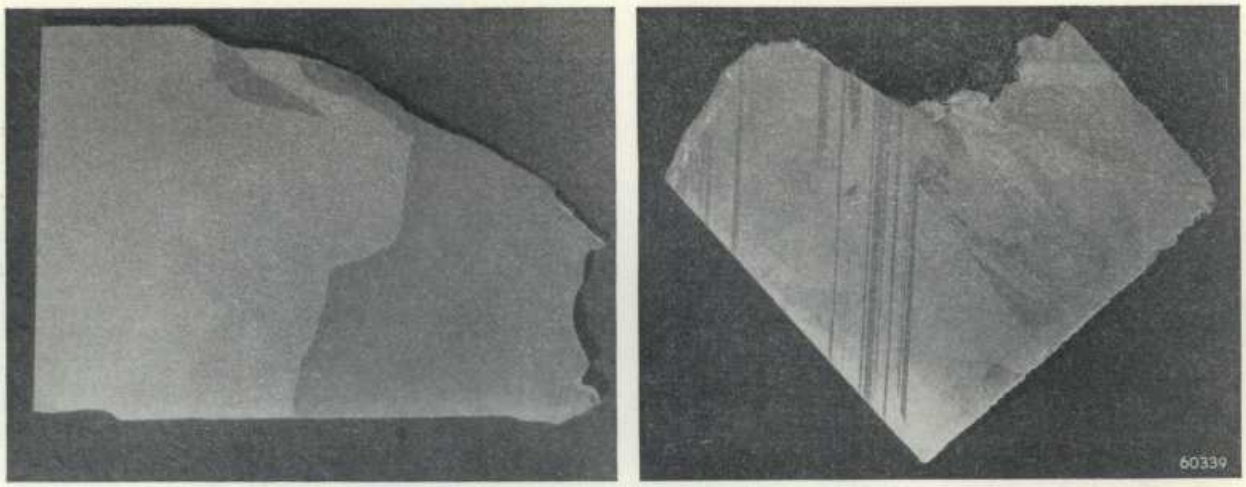
---

[7]) Het is gewenst op deze plaats nog eens de nadruk te leggen op het belang van de *r-z*-regel, en van de methode der etsfiguren, waarmee deze regel wordt toegepast. Bij de in noot [6]) vermelde oudere methode om de draaizin vast te leggen, moest men niet alleen de polariteit van de *X*-as bepalen, maar men moest ook nog nagaan of men met een rechtse dan wel linkse kwarts te maken had. Bovendien maakte men in gevallen van tweelingvorming vaak ernstige fouten. Het zou bijv. gebeurd kunnen zijn dat men het in fig. 12 afgebeelde kristal ging zagen op grond van de polariteit die men vindt op de voorste ribbe — die in het gebied van electrische tweelingvorming ligt; het gehele kristal zou dan verkeerd zijn gezaagd. — Met het oog op het belang van de *r-z*-regel kan men zonder overdrijving constateren dat de eenvoudige techniek der etsfiguren een der voorwaarden is geweest voor de succesvolle massaproductie van oscillatorplaten.

[8]) Behalve tweelingvorming treden in natuurlijke kristallen ook vaak allerlei soorten verontreinigingen of kristalfouten op, waarvoor soortgelijke overwegingen gelden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b*

Fig. 14. *a*) Geëtste plaat, gesneden uit een kristalblok met electrische tweelingvorming. Door het verschil in de reflectie der beide delen kan men niet alleen gemakkelijk de ligging van de grenslijn nagaan, maar ook constateren, welk gedeelte het bruikbare is. Bij een BT-snede is dat gedeelte te gebruiken dat bij bekijken onder 22° ten opzichte van de loodrecht opvallende lichtbundel éénmaal helder oplicht als men de plaat in haar eigen vlak een hele slag ronddraait.

b) Geëtste plaat, gesneden uit een kristalblok met optische tweelingvorming. Door het ongunstige verloop van de tweelinglamellen kan uit deze plaat geen enkel oscillatorplaatje worden gesneden. Had men het blok kwarts op een ander *Y-Z*-vlak afgesneden en gemonteerd, nl. zodanig dat de tweelinglamellen (die steeds evenwijdig aan een der *X*-assen zijn) verticaal op de zaagtafel hadden gestaan, dan zou het mogelijk geweest zijn tussen de lamellen een paar bruikbare platen uit te zagen.

vorming hierop zichtbaar te maken (*fig. 14a en b*). Slechts in de plaatgedeelten met één der beide orientaties is de gewenste temperatuuronafhankelijke snede inderdaad verkregen. De gedeelten met de andere orientaties liggen in fig. 3 gespiegeld ten opzichte van de *Z*-as, zij beantwoorden niet aan een temperatuuronafhankelijke snede (althans niet met voldoende benadering om deze nog door schuin afslijpen te kunnen verkrijgen). Deze gedeelten van de plaat zijn dus waardeloos en behoeven niet verder verwerkt te worden.

Ten einde het materiaalverlies door zulke onbruikbare plaatgedeelten zoveel mogelijk te beperken, neemt men maatregelen reeds vóór het in-platen-snijden van het kristal. Er zij nl. op gewezen dat men bij de eerste stap van de hier als voorbeeld gekozen *X*-blok-methode, het leggen van het kristalblok met een prismavlak op de glazen houder, in het algemeen moet kiezen tussen drie prismavlakken, corresponderend met het afsnijden van vlakjes loodrecht op de drie *X*-assen [9]). Deze keuze nu doet men door het gehele kristalblok vóór het monteren te etsen en in normaal licht te bekijken. Daardoor worden de gebieden en grenzen van electrische tweelingvorming duidelijk zichtbaar. Men zal dan zo mogelijk het kristalblok leggen op een prismavlak waarop géén tweelinggrenzen voorkomen; in dat geval nl. zullen de tweelinggrenzen zich in het algemeen wèl aftekenen op de te snijden *Y-Z*-vlakjes (na hernieuwd etsen). Daaruit kan men dan besluiten of het

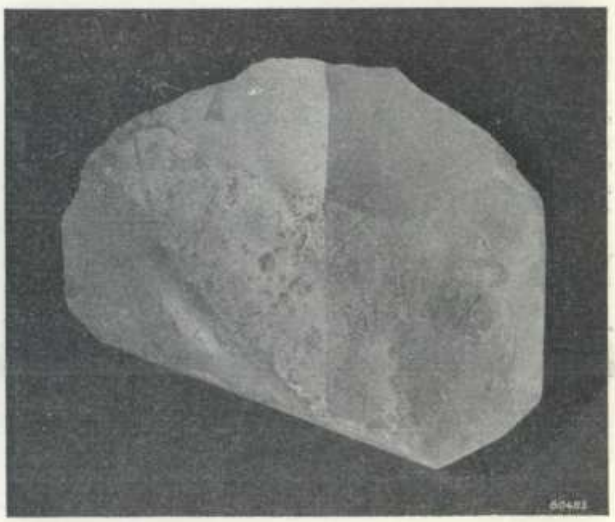


Fig. 15. Geëtst *X*-blok dat in het midden een electrische tweelinggrens laat zien; het grensvlak tussen de tweelingen staat ongeveer loodrecht op het kristaloppervlak. Zaagt men dit blok langs dat grensvlak door, dan kan elk der twee stukken afzonderlijk in platen worden gesneden en er gaat geen materiaal verloren. Snijdt men het blok in platen vóór het wordt doorgezaagd, dan is de helft van elke plaat onbruikbaar (vgl. fig. 14*a*).

[9]) Terloops zij opgemerkt dat men, als men van het kristal een *X*-blok maken wil, voor het opleggen op de glazen houder ook een rhomboëdervlak in plaats van een prismavlak kan nemen. De beschouwingen worden hierdoor niet gewijzigd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

X-blok voldoende tweelingvrije platen in de richting van de AT-snede of misschien een betere opbrengst in de richting van de BT-snede (of eventueel nog andere sneden) zal opleveren, resp. welke gedeelten van het X-blok eventueel het bewerken in het geheel niet waard zijn. Een fraai voorbeeld ziet men in *fig. 15*.

Daar men bij de optische tweelingvorming meestal met dunne insluitsels van de andere kristalmodificatie te maken heeft, wordt deze tweelingstructuur niet door het etsen van de kristaloppervlakken zichtbaar. Zij kan echter worden opgespoord door bekijken van het kristal in gepolariseerd licht (na onderdompeling in een geschikte vloeistof, om niet te veel last te hebben van de lichtbreking en reflectie aan de kristalbegrenzing). Door de aldus waargenomen tweelingstructuur moet men zich op soortgelijke wijze als hierboven laten leiden bij het monteren en in platen snijden van het kristal.

Het behoeft geen betoog dat door de telkens herhaalde inspectie, in elk stadium van de bewerking, veel materiaalverlies en veel nutteloos zagen wordt voorkomen. Dit geldt niet alleen voor de X-blok-methode, doch ook voor andere methoden die voor het snijden der ruwe kristallen zijn ontwikkeld. De meeste van deze methoden hebben ten opzichte van de X-blok-methode een of meer nadelen, zodat we er van kunnen afzien ze in dit korte overzichtsartikel ten tonele te voeren. Een uitzondering dient echter te worden gemaakt voor de zo genoemde „Z-sectie en Y-staaf"-methode. Deze snijmethode, die in *fig. 16* is geschetst, is ideaal geschikt voor grote (bijv. meer dan 1 kg wegende) en vrijwel foutloze kristallen. Een korte beschrijving is in het bijschrift van de figuur gegeven.

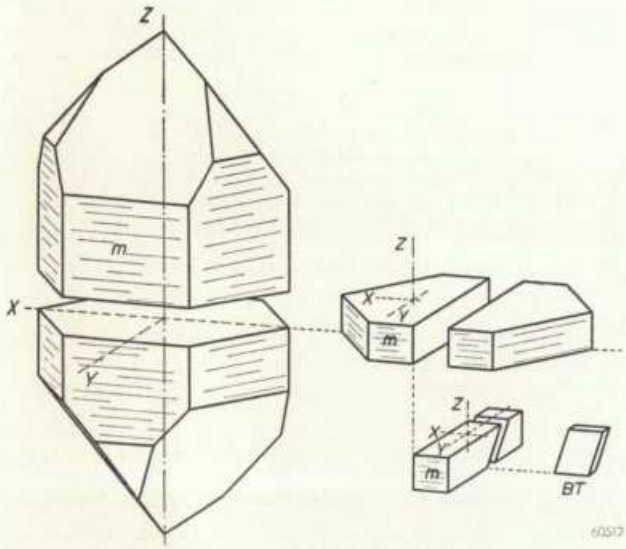


Fig. 16. Bij grote kristallen met zeer weinig fouten past men in plaats van de X-blok-methode beter de zg. methode met Z-sectie en Y-staaf toe. Eerst worden secties loodrecht op de Z-as uit het kristalblok gesneden, elke sectie met een dikte ongeveer gelijk aan de breedte der gewenste vierkante oscillatorplaatjes. Uit de sectie snijdt men staven welker lengterichting parallel aan een Y-as loopt, en welker dikte eveneens gelijk gekozen wordt aan de breedte der gewenste oscillatorplaatjes. Een staaf wordt nu uit de ligging waarin hij in de figuur is aangegeven een kwartslag gekanteld en op de zaagtafel geplaatst. Een X-as staat dan verticaal, men kan de staaf evenals een X-blok in de stand voor de gewenste temperatuuronafhankelijke snede brengen, en snijdt dan de staaf als een worst in schijfjes. Deze bezitten reeds de ruwe afmetingen van de uiteindelijke oscillatorplaatjes en behoeven alleen nog te worden geslepen.

Ten opzichte van andere methoden wordt een besparing in zaagtijd verkregen doordat het uitzagen van de afzonderlijke vierkante plaatjes uit de grote platen komt te vervallen.

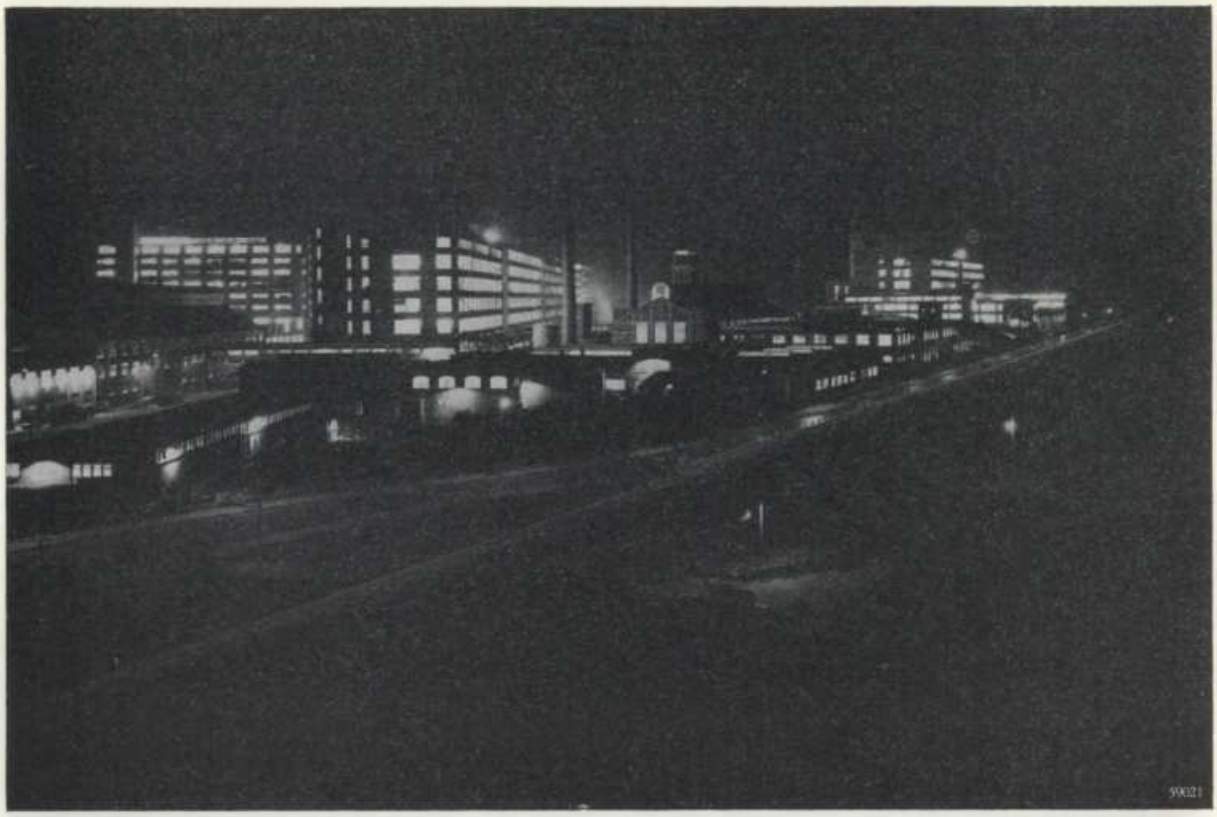
Is er een electrische tweelinggrens ongeveer parallel aan de Z-as, dan zijn beide gedeelten van de Y-staaf te gebruiken; zij moeten voor eenzelfde type snede onder tegenovergestelde hoeken „opgesneden" worden (vgl. fig. 15).

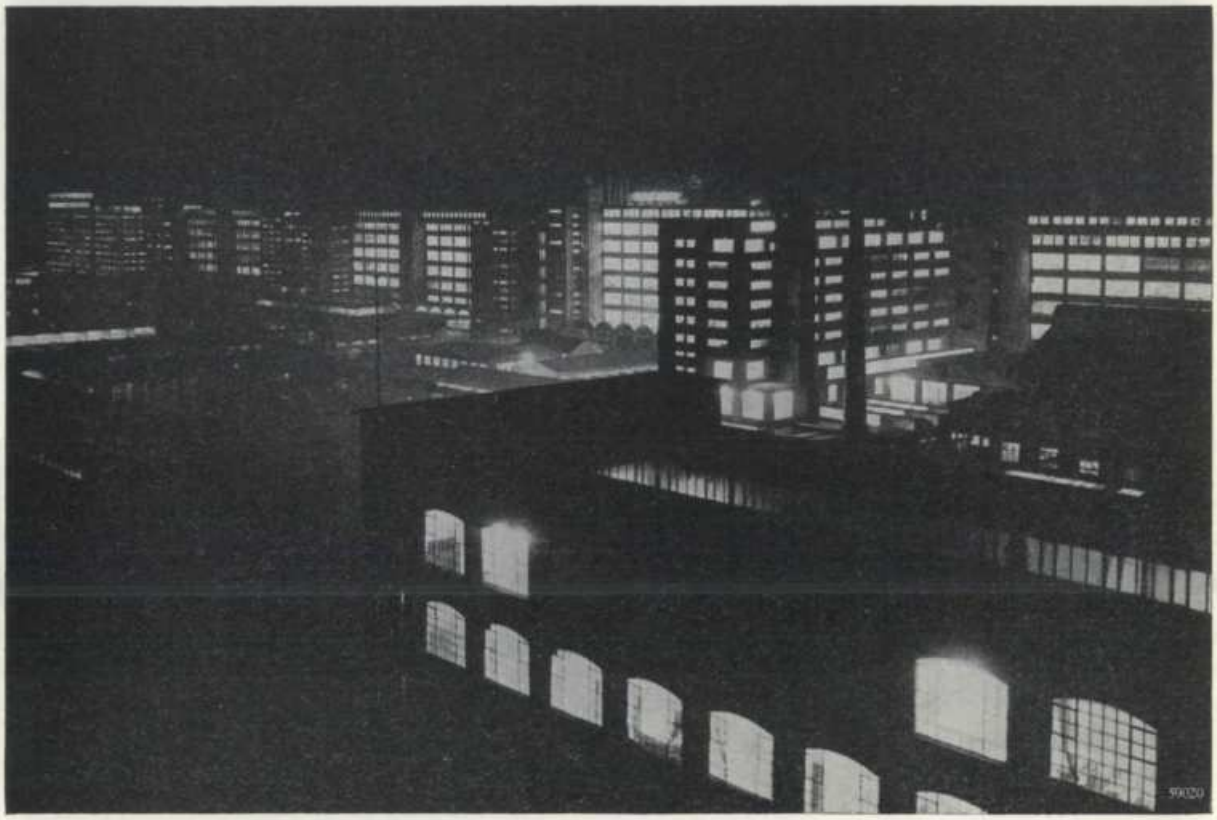
Samenvatting. Bij het snijden van een oscillatorplaatje uit een kwartskristal volgens een der zg. temperatuuronafhankelijke sneden, zoals AT-, BT-snede enz., heeft men zeer nauwe toleranties voor de kristallografische hoeken, bijv. van slechts 10 boogminuten. De wijze waarop de gewenste oriëntering van een kristalblok onder de zaag wordt verkregen, wordt hier uiteengezet aan de hand van de zg. X-blok-methode. Voor een eerste grove instelling gebruikt men o.a. methoden die op de dubbele breking berusten, terwijl de vereiste draaizin van de zaagtafel ondubbelzinnig wordt vastgelegd door middel van lichtfiguren die men op geëtste kristaloppervlakken waarneemt. Daarna wordt de kristallografische ligging van afgesneden proefvlakjes zeer nauwkeurig bepaald door onderzoek van de röntgendiffractie, en hieruit wordt de eventuele vereiste correctie van de stand van de zaagtafel afgeleid. Het procédé van het snijden wordt in hoge mate beïnvloed door de in natuurlijke kristallen vrijwel steeds aanwezige tweelingstructuur. De tweelingvormen worden in het kort besproken, en de invloed die zij op de „strategie" van het snijden hebben, wordt toegelicht. Door etsen en inspecteren der kristallen in elk stadium van het zagen wordt een betere opbrengst verkregen en veel overbodig zaagwerk vermeden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN DEEL VAN DE PHILIPSFABRIEKEN TE EINDHOVEN, BIJ AVOND





De bovenste foto laat geheel links de oude en de nieuwe glasfabriek, geheel rechts achteraan de „Philite"-fabriek zien. In het midden de rij der fabrieken van radio-apparaten, van onderdelen en van allerlei electrotechnische producten. Op de onderste foto bevinden zich op de voorgrond de papier- en cartonnagefabriek, rechts daarachter de glasfabrieken, terwijl de rij der radio-apparatenfabrieken enz. de achtergrond vormt, met geheel links het veemgebouw voor dit complex (Complex Strijp). De gloeilampen- en radiobuizenfabrieken staan op een ander terrein in de stad (Complex Emmasingel).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET WAARNEMEN VAN CONTRASTEN BIJ ONSCHERPE DETAILBEGRENZING

door A. M. KRUITHOF.

612.843.355

De grootte van de contrastgevoeligheid is een belangrijk gegeven voor het beoordelen van de prestaties van het menselijk oog. Verscheidene onderzoekers hebben nagegaan in welke mate de contrastgevoeligheid afhankelijk is van factoren als de grootte en de vorm van de details die men waarneemt en de helderheid van de achtergrond. Over de invloed die een onscherpte van de begrenzing van het te observeren detail in dit opzicht heeft, is nog weinig bekend. Toch is het van belang hiervan meer te weten met het oog op röntgenologische, fotometrische en pyrometrische onderzoekingen en in verband met waarnemingen in het vrije veld. Aan dit effect werden enige experimenten gewijd, waarbij zowel aan het zien met de dagorganen (kegeltjes) als aan het gebruik van de nachtorganen (staafjes) aandacht werd geschonken.

Inleiding

Het zien is een gecompliceerd proces. De taken die ons oog daarbij heeft te volbrengen zijn zeer uiteenlopend van aard, terwijl bovendien verlangd wordt, dat deze opdrachten met voldoende nauwkeurigheid zullen worden uitgevoerd bij zeer verschillende helderheden.

Een van de belangrijkste van deze taken is het waarnemen van helderheidscontrasten. In vele gevallen gaat het daarbij om het onderscheiden van vlekken die slechts een klein verschil van helderheid vertonen met de achtergrond waartegen zij zichtbaar zijn.

Over dit zien van contrasten heeft een groot aantal onderzoekers metingen verricht. Daarbij heeft men o.a. de grootte en de vorm van de vlekken, de helderheid van de achtergrond en zelfs de helderheid van de omgeving van het eigenlijke waarnemingsgebied gevarieerd [1]). Bij deze onderzoekingen heeft men zich, wat de helderheid betreft, meestal beperkt tot het gebied waarin men vrijwel uitsluitend met de dagorganen (de kegeltjes) waarneemt.

Bij sommige onderzoekingen liet men de grootte en de vorm van de te observeren vlek in hoofdzaak ongewijzigd, maar veranderde men alleen de grenslijn door deze bijv. een zaagtand- of sinusvorm te geven. Weinig aandacht is tot dusver geschonken aan de vraag welke de invloed is van een geleidelijk verlopen van de helderheid in het randgebied van een vlek die moet worden waargenomen. Toch komen we bij verscheidene waarnemingsmethoden met dit probleem in aanraking.

We denken daarbij in de eerste plaats aan röntgenologische onderzoekingen. Een röntgenbeeld heeft immers een onscherpte, ten gevolge van de methode van beeldvorming [2]). Het ligt voor de hand, dat deze onscherpte aanleiding zal geven tot minder goed waarnemen, als de vlekken die men bestudeert van de orde van grootte van deze onscherpte zijn. Hetzelfde geldt voor de vaak optredende onscherpte ten gevolge van de structuur van het object (bijv. bij een zich langzaam uitbreidend longproces). Deze beide onscherpten kunnen ook de waarneembaarheid van grotere vlekken beïnvloeden, en het is waarschijnlijk, dat de grootte van hun invloed verband houdt met de helderheid van het beeld [3]).

Ook in de fotometrie komt men met deze vraag in aanraking. Visueel fotometreren komt vaak neer op het waarnemen van het contrast tussen twee helderheden die weinig verschillen. Men moet dan weten, of het, om nauwkeurige uitkomsten te verkrijgen, noodzakelijk is, dat de velden van verschillende helderheid scherp begrensd zijn.

In de pyrometrie doet zich een dergelijke probleemstelling voor. De pyrometer volgens het principe van de verdwijnende draad berust immers hierop, dat de helderheid van een gloeidraad visueel gelijk gemaakt wordt aan die van het beeld van het te pyrometreren object. Om lage temperaturen goed te kunnen pyrometreren, wenst men een grote helderheid van het beeld, en deze wordt gunstig beïnvloed door een grote opening van de

[1]) Een samenvattend overzicht hiervan vindt men o.a. bij A. A. Kruithof en H. Zijl, De verlichtingssterkte in kantoor- en woonruimten, Philips techn. T. **8**, 242-248, 1946.

[2]) G. C. E. Burger, B. Combée en J. H. van der Tuuk, Röntgendoorlichting met vergroot beeld, Philips techn. T. **8**, 321-329, 1946; H. A. Klasens, De onscherpte van röntgenbeelden, Philips techn. T. **9**, 364-369, 1947.

[3]) Ook bij het verrichten van waarnemingen met een radarscherm heeft men te maken met de onscherpte van de begrenzingen in het beeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

pyrometerkijker. Een bezwaar van zulk een grote opening is, dat er een onscherpte langs de vergelijkingsdraad kan ontstaan [4]). De vraag doet zich nu voor, in welke mate dit de nauwkeurigheid van het pyrometreren beïnvloedt.

Middleton [5]) heeft een onderzoek verricht naar de invloed die een onscherpe begrenzing heeft op de contrastgevoeligheid. Hij kwam daartoe door de beschouwing van een probleem dat veel verschilt van die welke zo juist werden genoemd, nl. dat van de zichtbaarheid van voorwerpen bij mist. Bij dikke mist is de vorm van voorwerpen immers niet scherp waar te nemen, doordat er bij de grensvlakken verstrooiingsverschijnselen optreden. De metingen van Middleton zijn verricht met een veld van 7,5 bij 12 cm, dat met een geleidelijke overgang van helderheid in twee gebieden was verdeeld. De breedte van de daarbij gevormde onscherpe „rand" kon worden gevarieerd. Het heldere gedeelte van het veld had een helderheid van 32 cd/m² [6]). De omgeving was donker of vertoonde een helderheid die $^1/_5$ deel van die van het eigenlijke gezichtsveld bedroeg. Bij deze metingen werd gevonden, dat de contrastdrempel plotseling toenam, wanneer het overgangsgebied zo breed werd gemaakt dat het onder een hoek van 7′ à 8′ werd gezien. Bij de reeds genoemde helderheid van 32 cd/m² (de enige waarvoor het onderzoek werd verricht) maakt het oog gebruik van de kegeltjes.

In verband met de bovengenoemde mogelijke toepassingsgebieden is het gewenst naar dit effect een uitgebreider onderzoek in te stellen. Het is nl. niet voldoende zich te beperken tot helderheden waarbij de dagorganen worden gebruikt. Het is ook nodig na te gaan wat er gebeurt bij het staafjes-zien. Met name blijkt dit, als we letten op de toepassing van de resultaten op röntgenologische waarnemingen. Een röntgenbeeld op een fluorescerend scherm heeft een helderheid van 0,0003 tot 0,006 cd/m², het is dus zo lichtzwak dat ons oog bij het bekijken uitsluitend gebruik maakt van de elementen voor het nachtzien. Maakt men echter een röntgenopname op een fotografische plaat of film, die daarna in een lichtkast wordt bestudeerd, dan krijgt men hetzelfde beeld te onderzoeken bij een zoveel grotere helderheid dat de kegeltjes worden gebruikt. Het is dus van belang na te gaan, of de invloed die een onscherp randgebied heeft op de zichtbaarheid, in beide gevallen dezelfde is.

Het is niet waarschijnlijk, dat de beschouwde onscherpte voor grote en kleine helderheden gelijke betekenis zal hebben. Het is immers algemeen bekend, dat het scherp (nauwkeurig) waarnemen van contouren met het dagorgaan zeer goed mogelijk is, maar met het nachtorgaan vrijwel is uitgesloten. Ieder kan zelf gemakkelijk constateren, dat het 's avonds heel moeilijk is omtrekken van voorwerpen scherp te zien. De verklaring daarvoor ligt in de bouw van het netvlies van ons oog. Het deel van het netvlies dat we normaal gebruiken, kan bij het dagzien veel meer kegeltjes inschakelen dan bij het nachtzien staafjes. De kegeltjes liggen nl. veel dichter bij elkaar dan de staafjes, en bovendien zijn de staafjes in groepen (met een diameter van ongeveer 20′) aan één zenuwvezel verbonden, terwijl de grote meerderheid van de kegeltjes een eigen zenuwvezel hebben. Als gevolg van deze geaardheid van het netvlies mag men voor het zien met de kegeltjes een scheidend vermogen verwachten waarbij details van 0,5 à 1′ nog kunnen worden gezien, terwijl voor het staafjes-zien de grens zeker niet onder de 20′ zal liggen.

Men kan de invloed van een onscherp randgebied bestuderen voor allerlei helderheden van de achtergrond en voor verschillende afmetingen en verschillende vormen van de vlek. Al deze metingen zou men behalve met wit licht ook nog met gekleurd licht kunnen doen. Het was echter niet de bedoeling ons onderzoek zover uit te breiden. We hebben ons beperkt tot het geval van ronde vlekken met één bepaalde diameter, en tot een grote en een kleine helderheid van de achtergrond, waarvoor 50 resp. 0,0025 cd/m² werd gekozen. De kleur van het licht was gegeven door de kleurtemperatuur van de gloeilamp, ca 2800 °K.

Principe van de experimenten

Als we een achtergrond hebben met een helderheid B, waarop een vlek zo wordt geprojecteerd dat de helderheid daarvan ΔB groter (of kleiner) is, dan noemen we $\Delta B/B$ het contrast. Is ΔB het kleinste nog waarneembare helderheidsverschil, dan noemen we $B/\Delta B$ de contrastgevoeligheid.

Indien we nu met $B/\Delta B$ de contrastgevoeligheid aanduiden voor het geval dat de vlek scherp begrensd is, en met $B/\Delta' B$ dezelfde grootheid voor het geval dat de vlek een onscherpe rand heeft, dan is de verhouding van de contrastgevoeligheid in het geval van onscherpte tot die bij een scherpe grens bepaald door $\Delta B/\Delta' B$. Is de scherpe vlek beter zichtbaar dan de onscherpe, dan is $\Delta B/\Delta' B < 1$.

De te beschrijven metingen leveren een verband tussen $\Delta B/\Delta' B$ en de breedte van de onscherpe

[4]) Zie C. O. Fairchild en W. H. Hoover, J. Opt. Soc. Amer. **7**, 543-579, 1923.
[5]) J. Opt. Soc. Amer. **27**, 112-116, 1937.
[6]) cd = candela, de thans internationaal ingevoerde benaming voor de standaardkaars; zie Philips techn. T. **10**, 153-156, 1948 (No. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

randzone. A priori kan men verwachten, dat voor zeer kleine breedten $\Delta B/\Delta' B = 1$ zal zijn en voor grotere breedten < 1. Voor de kleine helderheid zal $\Delta B/\Delta' B$ vermoedelijk bij een grotere breedte van het grensgebied waarden beneden 1 aannemen dan voor de grote helderheid, doordat bij een kleine helderheid de staafjes gebruikt worden, waarmee we toch niet scherp kunnen zien.

We geven nu eerst een beschrijving van de proefopstelling die gebruikt werd om $\Delta B/\Delta' B$ als functie van de grensbreedte te meten.

Beschrijving van de opstelling

In *fig. 1* is de opstelling die bij de proeven gebruikt werd schematisch weergegeven. Een wit scherm S van 30 bij 30 cm, met een reflectiecoëfficient 0,80, wordt door een (niet getekende) gloeilamp verlicht tot een helderheid van 0,0025 resp. 50 cd/cm². De omgeving van het scherm is niet geheel donker, maar heeft helderheden die $^1/_4$ tot $^1/_3$ van die van het scherm bedragen. Een cirkelvormig afgeschermd stuk matglas M ontvangt licht van de lichtbron P, en wordt met behulp van een drievoudige lens L op het scherm S afgebeeld, waarbij de afmetingen zo zijn gekozen, dat het beeld een diameter van 3,5 cm heeft. De lamp P is gemakkelijk verplaatsbaar over rails. Door de afstand van de lamp tot het matglas te veranderen kan men de helderheid daarvan de gewenste waarde geven.

Het beeld van het matglas vormt op het scherm een vlek met een grotere helderheid dan de achtergrond. De proefpersoon, die op een afstand van 60 cm van het scherm heeft plaats genomen, ziet een vlek met een middellijn van 3,5 cm onder een gezichtshoek van 3,5°. Of hij het beeld van het matglas inderdaad zal waarnemen, hangt uiteraard af van de grootte van het helderheidsverschil tussen vlek en scherm.

Stel dat de afstanden zo zijn gekozen dat de lens een scherp beeld van het matglas op het scherm geeft. Als we de lens daarna verplaatsen, hetzij in de richting van het scherm hetzij in die van het matglas, zal er een onscherpe afbeelding van dit glas op het scherm ontstaan, waarbij het onscherpe grensgebied des te groter zal zijn naarmate de verplaatsing van de lens groter is.

Als men na het scherpstellen de lens in de richting van het scherm verschuift, wordt de stralengang zoals deze in *fig. 2* is getekend. Uit gelijkvormigheid van driehoeken volgt dan de betrekking $p-q = (d/b)\cdot 2r$, waarin $p-q$ de breedte van het onscherpe grensgebied aangeeft, d de afstand van het scherm achter het beeldvlak, b de beeldafstand en $2r$ de middellijn van de lens is. Voor het geval dat de lens in de richting van het matglas wordt

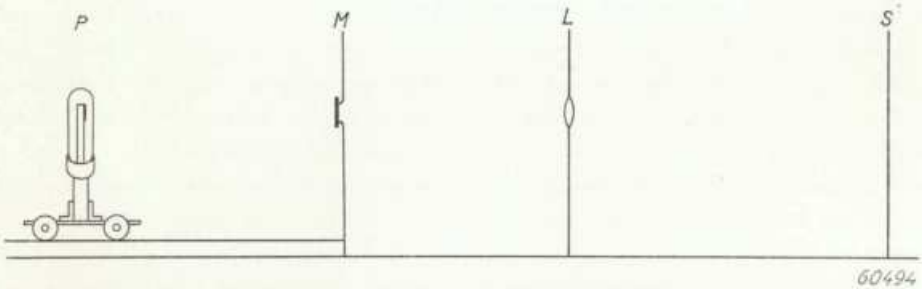


Fig. 1. Schematische voorstelling van de gebruikte proefopstelling. P de verplaatsbare lamp, M het matglas, L de lens, die zowel in de richting van het matglas als in die van het scherm verschoven kan worden, S het scherm.

verschoven, vinden we op dezelfde wijze $q-p = (d/b)\cdot 2r$, waarin d nu echter de afstand van het scherm vóór het beeldvlak voorstelt.

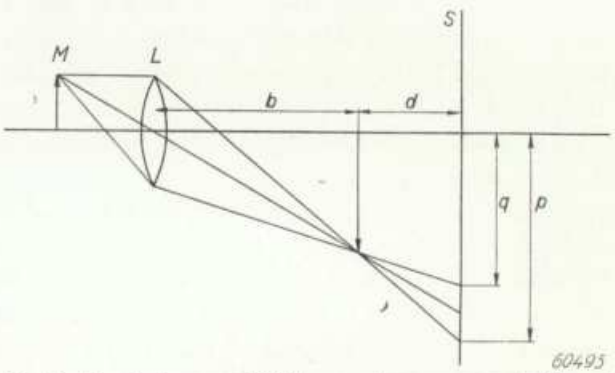


Fig. 2. De stralengang bij de vorming van een beeld met onscherpe rand. M het matglas, L de lens, S het scherm, $p-q$ de breedte van de onscherpe randzone, b de beeldafstand en d de afstand van het scherm achter het beeldvlak.

De afstand van het matglas tot het scherm wordt constant gehouden. Uit deze afstand, de brandpuntsafstand van de lens, de diameter van de lens, de voorwerpsafstand ML en één van de zo juist genoemde formules kan men dan de breedte van het gebied van onscherpte in mm berekenen. Uit deze breedte kan men vervolgens de gezichtshoek berekenen waaronder de proefpersoon het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gebied van onscherpte ziet, daar zijn afstand tot het scherm bekend is. In *tabel I* zijn de lensverschuivingen vermeld die bij onze proeven nodig waren om een onscherp randgebied van bepaalde breedte (in boogmaat) te verkrijgen.

Tabel I. De lensverschuivingen welke nodig waren om een onscherp randgebied van bepaalde breedte (uitgedrukt in boogmaat) te verkrijgen, en de extra helderheid ΔB van het middengedeelte van de vlek op het scherm met een helderheid $B = 50$ cd/m² bij deze standen van de lens.

Breedte van het onscherpe randgebied (in ′)	Lensverschuiving in de richting van S (in mm)	Lensverschuiving in de richting van M (in mm)	Extra helderheid ΔB (in cd/m²) van het middengedeelte der vlek bij verschuiving van de lens	
			in de richting van S	in de richting van M
0,0	—	—	2,92	2,92
2,4	2,7	2,3	2,93	2,88
6,0	6,8	5,0	3,01	2,84
12	14,1	10,0	3,07	2,77
24	29,2	19,0	3,22	2,67
36	60,0	27,0	3,54	2,63

Het verloop van de helderheid in het onscherpe grensgebied is van eenvoudige aard, als we mogen aannemen, dat het matglas en het scherm, althans voor richtingen die een kleine hoek met de normaal vormen, een stralingsverdeling volgens Lambert hebben, en als bovendien de afstanden van M tot L en van L tot S groot zijn ten opzichte van de diameters van M, L, de vlek en het randgebied van de vlek. Om een beeld te krijgen van dit verloop van de helderheid, letten we op *fig. 3*, waarin PQ de breedte van het bedoelde gebied voorstelt.

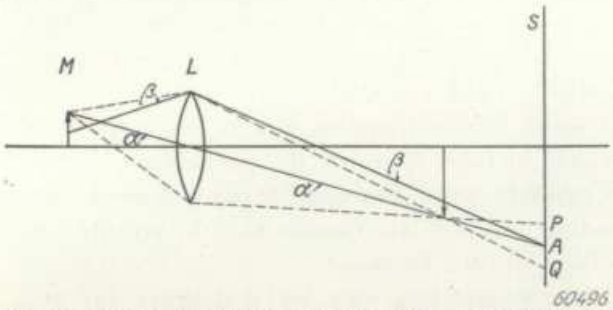


Fig. 3. Figuur ter toelichting van het verloop van de helderheid in de onscherpe randzone PQ. α en β zijn de randstralen van de bundel die de helderheid in A bepaalt.

Boven P neemt men de volle helderheid van de vlek waar en beneden Q is deze nul geworden. In punt A, midden tussen P en Q, komen de lichtstralen van de bundel die begrensd wordt door de stralen α en β. Op dezelfde wijze kan men in de beschouwde doorsnede voor elk punt van de vlek en van haar randgebied de randstralen tekenen van de bundel die de helderheid in dat punt veroorzaakt.

Van de doorsnede die de kegelvormige bundel heeft welke het scherm in een willekeurig punt A', tussen P en Q, bereikt, kunnen we ons een voorstelling vormen door in gedachten de volgende proef uit te voeren. We plaatsen ons oog in een punt van het scherm boven P en letten op het beeld dat de lens vormt van het matglas en dat we in het beeldvlak zouden kunnen opvangen. Werd dit „beeld van het matglas" zichtbaar gemaakt, dan zou ons oog het waarnemen als een zeer grote cirkel. Ons oog, in een punt van het scherm boven P geplaatst, ziet de lens als een klein cirkeltje dat geheel binnen het „beeld van het matglas" ligt. We bewegen nu ons oog in de richting van P en vervolgens via A' naar Q. Het kleine cirkeltje (de lens) zal dan de grens van de grote cirkel (het beeld van het matglas), die nagenoeg een rechte lijn is, eerst naderen en vervolgens overschrijden. In *fig. 4* is dit schematisch voorgesteld.

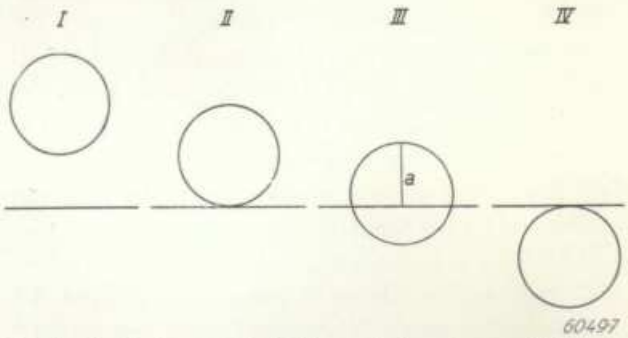


Fig. 4. De plaats van het beeld van de lens ten opzichte van het „beeld van het matglas" bij een denkbeeldige proef, waarbij het oog zich achtereenvolgens in verschillende punten van het scherm bevindt. De horizontale rechte lijn stelt de grens voor van het (zeer grote) beeld van het matglas, de cirkels het beeld van de lens. De vier afbeeldingen hebben betrekking op het geval dat het oog zich bevindt: I boven P (zie fig. 3), II in P, III in een punt A' tussen P en Q, en IV in Q.

De lens is slechts helemaal zichtbaar zolang de kegel met het oog als top gaande door de omtrek van de lens, valt binnen die met dezelfde top en gaande door de omtrek van het beeld van het matglas. Als we met ons oog in een punt van het scherm zijn gekomen waarvoor de eerste kegel nog slechts gedeeltelijk binnen de tweede valt, zal dit punt minder licht ontvangen. Heeft het oog Q bereikt, dan overschrijdt het lenscirkeltje de grens van het beeld van het matglas; de ene kegel ligt nu buiten de andere, het matglas geeft in dit punt geen helderheid meer.

Als dit is ingezien, wordt het duidelijk hoe men de helderheid van de tussen P en Q gelegen punten kan berekenen. Deze is evenredig met de oppervlakte van het segment van de lenscirkel die in de punten van dit gebied boven de rand van het beeld van het matglas wordt waargenomen. Daarbij behoort een segment met de hoogte a (fig. 4) bij een punt A' zodanig tussen P en Q gelegen dat $QA' : A'P = a : (2\varrho - a)$, als ϱ de straal is van het beeld van de lens.

Uit de berekening volgt, dat de helderheid in de onscherpe randzone ongeveer lineair verloopt. Men vindt aldus dat de vlek met het randgebied een helderheidsverdeling heeft die we schematisch door *fig. 5* kunnen voorstellen. In eerste benadering is dit een trapezium. Uit de beschrijving van de opstelling van de apparatuur, voorgesteld in fig. 1, volgt onmiddellijk, dat de helderheid van het midden-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gedeelte van de vlek een verandering ondergaat, als de lens òf in de ene òf in de andere richting wordt verplaatst. De hoogte van het trapezium in fig. 5 hangt dus af van de plaats van de lens. Het is daarom nodig bij de metingen na een lensverplaatsing een correctie aan te brengen.

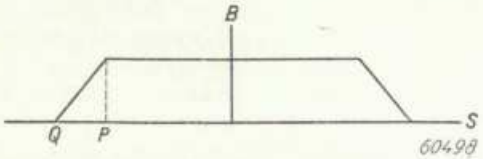


Fig. 5. Diagram van het verloop van de helderheid B in de vlek en in het onscherpe randgebied. P en Q hebben betrekking op de punten die in fig. 3 met deze letters zijn aangeduid.

Met het oog op deze correctie werd de helderheid van het middengedeelte van de vlek voor de diverse standen van de lens bepaald, terwijl de lamp die het gehele scherm verlichtte, niet ontstoken was. Voor deze meting werd met behulp van een seleniumcel bij een bepaalde stand van de lamp P ten opzichte van het matglas M de verlichtingssterkte in de vlek op het scherm S gemeten en daaruit de helderheid berekend. Vervolgens werd deze waarneming herhaald, nadat de lens (bij dezelfde stand van P) was verschoven naar een der standen die in tabel I zijn vermeld. De op deze wijze verkregen toeneming van de helderheid ter plaatse van de vlek in cd/m² ten opzichte van de helderheid van het scherm van 50 cd/m² vindt men in tabel I. De plaats van de lens is daarbij gekarakteriseerd door de hoek waaronder de proefpersoon bij de desbetreffende stand van de lens de randzone van de vlek ziet [7]).

Voor de kleine helderheidswaarde van het scherm (0,0025 cd/m²) werd de helderheid van de vlek met neutrale filters van bekende doorlating verminderd tot het daarbij gewenste niveau.

Uitvoering van de metingen

Bij het uitvoeren van de metingen werkten steeds twee personen samen, die we in het vervolg zullen onderscheiden door de een de waarnemer te noemen en de ander de onderzoeker.

De waarnemer is degene die op 60 cm van het scherm plaats neemt en gedurende de experimenten het voor hem juist waarneembare contrast instelt. Hij doet dit door de lamp P een zodanige plaats te geven, dat hij de vlek op de achtergrond ziet verschijnen of ziet verdwijnen.

Bij onze proeven zijn twee mannelijke personen als waarnemer opgetreden. Zij waren resp. 26 en 35 jaar oud, hun ogen toonden geen bijzondere afwijkingen en hun contrastgevoeligheid mag als normaal worden beschouwd.

De onderzoeker noteert bij iedere instelling de plaats van de lamp zonder deze aan de waarnemer mede te delen.

Een serie experimenten begint met het waarnemen van een vlek die scherp begrensd is. De waarnemer stelt dan onder deze omstandigheden 10 maal achtereen zo in dat hij de vlek juist niet meer ziet, door de afstand van de lamp tot het matglas langzaam te vergroten, en vervolgens 10 maal zo dat de vlek juist zichtbaar wordt, door de lamp in de richting van het matglas te bewegen. Het rekenkundig gemiddelde van de 20 helderheden van de vlek die met deze instellingen overeenkomen levert de contrastgevoeligheid van de waarnemer voor de gebruikte helderheid van de achtergrond en een scherp begrensde vlek die onder een hoek van 3,5° wordt gezien.

Vervolgens wordt de lens verplaatst, bijv. eerst in de richting van het scherm, over een zodanige afstand, dat de rand van de vlek een onscherp gebied ter breedte van 2,4′ krijgt. Voor deze afstand worden de 20 metingen opnieuw verricht. Zij worden daarna nog eens herhaald, nadat de lens in de tegenovergestelde richting zover is verplaatst, dat de vlek een onscherpte van dezelfde breedte heeft verkregen. Deze 40 metingen leveren, nadat een correctie is aangebracht voor de gewijzigde helderheid van de vlek zoals in tabel I is aangegeven, de contrastgevoeligheid van dezelfde waarnemer voor dezelfde helderheid van de achtergrond en een vlek van 3,5° diameter met een onscherpe rand van 2,4′.

Voor de andere breedten van de onscherpe rand, vermeld in tabel I, wordt de contrastgevoeligheid op dezelfde wijze bepaald. Daarna kan de verhouding $\Delta B/\Delta' B$ als functie van de breedte van de rand worden berekend.

Door verandering van het diafragma, dat zich tegen het matglas bevindt, moet er voor gezorgd worden, dat het gedeelte van de vlek dat de maximale helderheid heeft steeds een diameter van ongeveer 3,5° heeft.

Het bleek niet mogelijk alle bovenbeschreven instellingen achter elkaar te verrichten, omdat dit voor de waarnemer te vermoeiend was. Als een serie moest worden onderbroken, werd een volgende dag weer begonnen met waarnemingen van de scherp begrensde vlek en werden de nog resterende waarnemingen van de vlek met een onscherpe rand hierbij aangesloten.

[7]) De helderheidsveranderingen kunnen ook door berekening worden gevonden. De aldus bepaalde correcties waren in overeenstemming met de uitkomsten der metingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Vermeld dient nog te worden dat de waarnemer bij de instellingen zijn hoofd op een bepaalde manier tegen een steun moest plaatsen, zodat zowel de afstand tot het scherm als de houding van het hoofd gefixeerd waren.

Bij deze proeven moest vertrouwd worden op de toezegging van de waarnemer dat hij zijn ogen niet buiten de vlek zou fixeren. Vooral bij de zeer kleine helderheid van 0,0025 cd/m² is het op de juiste plaats fixeren van de ogen noodzakelijk. Bij een dergelijke helderheid heeft men de natuurlijke neiging de vlek niet te fixeren, omdat de gevoeligheid van het oog buiten het centrale deel van het netvlies in dit geval groter is dan in dit gebied. Bij grote helderheden is het juist andersom. Het spreekt van zelf, dat het vertrek waarin de metingen werden verricht, verder volkomen donker was en dat de waarnemer voldoende tijd (ca 15 minuten) werd gegeven om aan de bestaande helderheid van het scherm en zijn omgeving te adapteren.

Resultaten van de metingen

Uitvoerige metingen met behulp van de boven beschreven proefopstelling door twee waarnemers, die beiden tweemaal de volledige serie instellingen afwerkten bij een achtergrond-helderheid van 50 cd/m², leverden de resultaten op die in *tabel II* zijn medegedeeld en in *fig. 6* grafisch weergegeven.

Tabel II. Verandering van de contrastgevoeligheid van twee waarnemers als functie van de breedte van de onscherpe rand van een vlek bij een achtergrond-helderheid van 50 cd/m².

Breedte onscherpe rand (in ′)	$\frac{\Delta B}{\Delta' B}$ eerste serie	$\frac{\Delta B}{\Delta' B}$ tweede serie	$\frac{\Delta B}{\Delta' B}$ gemiddeld
0	1,00	1,00	1,00
2,4	1,055	1,02	1,04
6,0	0,99	1,03	1,01
8,4	—	0,86	0,86
12	0,69	0,77	0,73
24	0,585	0,775	0,68
36	0,625	0,715	0,67

Hieruit blijkt, dat tot bij een breedte van de onscherpe rand van ca 7′ de contrastgevoeligheid niet vermindert, dat zij daarna snel afneemt tot op ongeveer $^2/_3$ van de oorspronkelijke waarde en dat zij vervolgens van een breedte van 12′ af weer vrijwel constant blijft.

De breedte van de onscherpe rand waarbij volgens onze metingen de vermindering begint, is dezelfde als die welke Middleton in zijn boven geciteerd onderzoek vond. Zijn metingen geven ook een aanwijzing dat de contrastgevoeligheid bij grotere breedten van de onscherpe rand minder sterk zal teruglopen. Het nagenoeg weer constant worden van deze grootheid treedt bij Middleton echter op bij een grotere breedte van de onscherpe rand en is minder duidelijk. Dit zou het gevolg kunnen zijn van het feit dat hij een proefobject van grotere afmetingen en een andere vorm gebruikt heeft.

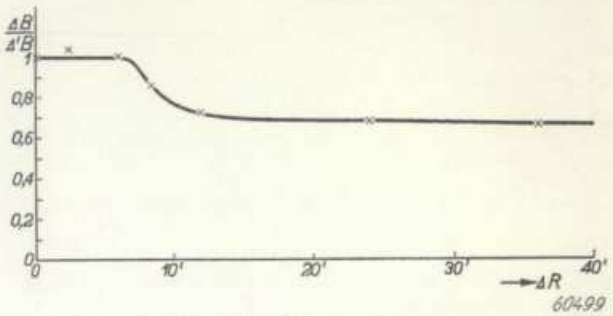


Fig. 6. De verhouding $\Delta B/\Delta' B$ van de contrastgevoeligheden bij de waarneming van een scherp begrensde vlek en een vlek met een onscherp randgebied als functie van de breedte van dit gebied bij een schermhelderheid van 50 cd/m². De breedte van de randzone ΔR is uitgezet op de horizontale as. Ieder punt van de kromme is het resultaat van 160 instellingen.

Wij menen echter, dat de bij beide onderzoekingen gevonden achteruitgang bij 7′ à 8′ samenhangt met de geaardheid van het netvlies. Daarbij zou gedacht moeten worden aan de afstand tussen de kegeltjes en de zenuwverbindingen aan en eventueel tussen de kegeltjes.

Voor de kleine helderheid van het scherm (0,0025 cd/m²) werden door de twee waarnemers ook metingen verricht volgens de hierboven beschreven methode. In *tabel III* en *figuur 7* is het gemiddelde van hun beider waarnemingen weergegeven.

Tabel III. Verandering van de contrastgevoeligheid (gemiddeld voor twee waarnemers) als functie van de breedte van de onscherpe rand van een vlek bij een achtergrond-helderheid van 0,0025 cd/m².

Breedte onscherpe rand (in ′)	$\frac{\Delta B}{\Delta' B}$
0	1,00
2,4	1,08
6,0	0,95
12	0,97
17	0,97
20,5	1,08
24	0,82
36	0,83

Het blijkt, dat de verhouding van de contrastgevoeligheid voor scherpe en onscherpe begrenzing bij deze helderheid constant blijft tot de onscherpe rand ca 20′ bedraagt en dat zij daarna betrekkelijk plotseling terugloopt tot ongeveer 0,82. Daar een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

afmeting van 20′ ook een rol speelt bij de bouw van het netvlies, is er reden om de oorzaak voor de vermindering van de contrastgevoeligheid bij deze breedte van de onscherpe rand in verband te brengen met de samenstelling van het staafjes-apparaat.

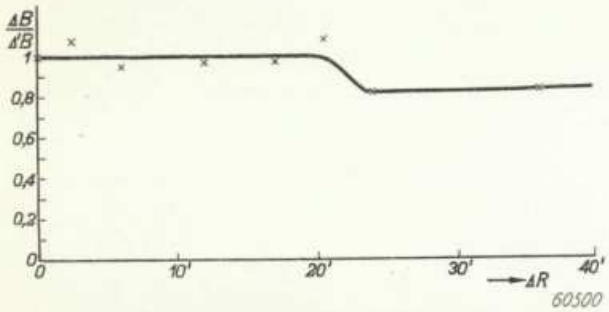


Fig. 7. Dezelfde functie als in fig. 6 werd getekend, maar nu voor een schermhelderheid van 0,0025 cd/m². Ieder punt van de kromme is het resultaat van 80 instellingen.

Zowel bij het kegeltjes- als bij het staafjes-zien vermindert dus de contrastgevoeligheid als de breedte van de onscherpe grens boven een bepaalde waarde komt. Bij overigens dezelfde omstandigheden is de vermindering bij het staafjes-zien geringer dan bij het kegeltjes-zien, waarbij we natuurlijk moeten bedenken, dat bij het gebruik van de dagorganen de contrastgevoeligheid zelf aanzienlijk (25 tot 50 ×) groter is dan bij het gebruik van de nachtorganen.

Enkele gevolgtrekkingen

Uit de hier beschreven experimenten volgt, dat bij het röntgenologisch onderzoek zowel bij grote als bij kleine helderheden een onscherpe begrenzing van het beeld de zichtbaarheid slechts in geringe mate zal beïnvloeden, althans wanneer het betreft het waarnemen van contrasten bij betrekkelijk grote objecten.

Het blijkt, dat bij het fotometreren de aanwezigheid van een scherpe grens niet strikt noodzakelijk is. Als een fotometer zo is geconstrueerd, dat de overgang tussen twee gebieden die nagenoeg dezelfde helderheid hebben vloeiend verloopt, behoeft dit aan het verkrijgen van nauwkeurige uitkomsten niet in de weg te staan.

Bij optische pyrometers leidt het waargenomen effect er toe, dat men, zonder dat de nauwkeurigheid in gevaar wordt gebracht, met grotere openingen kan werken, en dus lagere temperaturen meten.

Samenvatting. Het waarnemen van contrasten is een belangrijke taak van het oog. In de meeste gevallen komt dit neer op het zien van vlekken die een klein verschil van helderheid vertonen met de achtergrond waartegen zij zichtbaar zijn. In verband met verscheidene toepassingen (röntgenologisch onderzoek, fotometrie, pyrometrie) is het van belang een experimenteel onderzoek in te stellen naar de invloed die een onscherpte in de begrenzing van een waar te nemen vlek heeft op de contrastgevoeligheid van het oog. De proefopstelling die daarbij werd gebruikt wordt beschreven. De metingen zijn uitgevoerd met een ronde vlek (diameter 3,5 cm), zo geprojecteerd dat haar helderheid iets groter is dan die van de achtergrond, en wel voor twee gevallen: een schermhelderheid van 50 en een van 0,0025 cd/m². Het bleek, dat bij het gebruik van de dagorganen (kegeltjes) de contrastgevoeligheid niet vermindert totdat de breedte van de onscherpe rand, als men deze laat aangroeien, ca 7′ bedraagt, dat zij daarna snel afneemt tot op ongeveer 2/3 van haar oorspronkelijke waarde bij een breedte van 12′, en vervolgens vrijwel constant blijft. Bij het zien met de nachtorganen (staafjes) werd een kleine achteruitgang van de contrastgevoeligheid gevonden, welke eerst intreedt, wanneer de breedte van de randzone tot ca 20′ wordt opgevoerd. Hieruit worden enige conclusies getrokken voor de bovengenoemde technische toepassingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

BOEKBESPREKING

Laagfrequentie-Versterkingstechniek, door N. A. J. Voorhoeve, 568 blz., 463 fig., 20 tabellen. — Philips Technische Bibliotheek — Meulenhoff & Co. N.V., Amsterdam 1949.

Dit boek bevat veel meer dan de titel zou doen vermoeden. Het behandelt niet alleen de versterkers, maar ook alle verdere onderdelen die bij een versterkingsinstallatie te pas komen, zoals geluidsopnemers, leidingen, luidsprekers enz.

De schrijver van dit boek heeft gedurende vele jaren bij de N.V. Philips de leiding gehad van de ontwikkeling van deze onderdelen en van het ontwerpen van geluidsinstallaties; daardoor beschikt hij over grote ervaring op het gebied van alle problemen die zich daarbij voordoen.

Versterkingsinstallaties komen tegenwoordig veelvuldig voor. Wij noemen slechts de radio-distributie, de geluidsfilm, de installaties in kerken, ziekenhuizen, fabrieken, kantoorgebouwen en op sportterreinen enz. Voor al diegenen die op enigerlei wijze te maken hebben met de aanleg of het onderhoud van deze installaties, bevat het boek een schat van gegevens.De behandeling van de theorie en de afleiding van formules is zoveel mogelijk beperkt, zodat het ook voor de minder wetenschappelijk onderlegden nog goed te volgen is.

In het inleidend hoofdstuk, „Grondbeginselen", worden allereerst, zeer in het kort, enkele algemene begrippen uit de wisselstroomtechniek gememoreerd, zoals het werken met complexe grootheden, de wetten van Ohm en Kirchhoff, het superpositiebeginsel, het reciprociteitstheorema en het theorema van Thévenin. Iets uitvoeriger wordt ingegaan op de begrippen die van belang zijn in de versterkingstechniek, zoals lineaire en niet-lineaire vervorming, en de begrippen neper, decibel en niveau. In hoofdstuk II t/m VII wordt de eigenlijke versterkingstechniek behandeld nl.: versterkbuizen, voorversterking, eindversterking, terugkoppeling, aanpassing, regeling en begrenzing, en toestelonderdelen. Daarna volgen twee hoofdstukken over voedingstoestellen, waarin besproken worden de verschillende soorten gelijkrichters met afvlakinrichtingen, voeding met accu's of batterijen, trillers, omvormers en generatoren.

In hoofdstuk X worden enkele grondbeginselen uit de geluidsleer behandeld, zoals geluidsintensiteit en geluidsniveaus, verstaanbaarheid, eigenschappen van het oor en de invloed van vervorming op de verstaanbaarheid en kwaliteit. Vervolgens worden twee hoofdstukken gewijd aan de geluidsopnemers: microfoons, grammofoonopnemers en fotocellen, — en de weergevers: luidsprekers, het vastleggen van geluidstrillingen op platen en filmbanden.

Uitvoerig worden de verschillende soorten versterkingsinstallaties in de volgende drie hoofdstukken besproken. Na enige algemene beschouwingen over deze installaties, waarin o.a. behandeld worden: dynamiek-regeling, storingssignalen en leidingnet, gaat de schrijver over tot de bespreking van verschillende soorten versterkingsinstallaties in grote gebouwen, op stations, schepen, sportterreinen enz., welke telkens met uitvoerige beschrijvingen van uitgevoerde installaties worden toegelicht. Hierop volgt een hoofdstuk over de verschillende systemen van radio-distributie.

Hoofdstuk XVI handelt over metingen in versterkingsinstallaties. Wij noemen: het meten van weerstanden, capaciteiten en zelfinducties, het meten van frequentiekarakteristieken en vervorming, niveaumetingen enz.

In het laatste hoofdstuk wordt een overzicht gegeven van begrippen, symbolen, aanduidingen van grootheden, schematekens en afkortingen, die in de versterkingstechniek worden gebruikt.

Aan elk hoofdstuk is een uitvoerig literatuuroverzicht toegevoegd, zodat diegene die zich in enig onderwerp dat in dit boek wordt behandeld verder wil verdiepen, daar in ruime mate de gegevens vindt.

W. Six.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Laboratorium voor Wetenschappelijk Onderzoek, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

1852: J. D. Fast: Waterstof bij het booglassen (Lastechniek **15**, 220-224, 1949, No. 5).

De invloed van waterstof op het metaal van lasrupsen, in verband met porositeit en met scheuren naast en in de las, wordt uitvoerig besproken (zie ook deze overzichten No. **1849**).

1853: K. F. Niessen: Nodal planes in a perturbed cavity resonator, II (Appl. sci. Res. **B 1**, 251-260, 1949, No. 4).

Vervolg van No. **1815.** Van de aldaar beschouwde trilholte wordt nu de trilling onderzocht die één knoopvlak heeft evenwijdig met een van de zijwanden. De overeenkomstige frequentie splitst zich in twee frequenties, ieder met een aparte eigenfunctie. Laat men de storing naar nul teruggaan, dan vallen de knoopvlakken van de eigenfuncties niet samen met het knoopvlak waarvan men was uitgegaan. Nagegaan wordt hoe dit knoopvlak zich bij aanstoten van de trilholte gedraagt.

1854: K. F. Niessen: Nodal planes in a perturbed cavity resonator, III (Appl. sci. Res. **B 1**, 284-298, 1949, No. 4).

Vervolg van No. **1853** (zie ook No. **1815**). In dit artikel wordt de storing bestudeerd van een trilling met twee knoopvlakken, evenwijdig met de twee zijden van de beschouwde prismatische trilholte. Er wordt nu wederom slechts één eigenfrequentie en één eigenfunctie gevonden. Het knoopvlak wijkt nabij de symmetrie-as sterk af van dat van de ongestoorde resonator. Aangetoond wordt hoe men van dit effect gebruik kan maken bij het ontwerpen van een prismatische resonator met een „zijkamer".

1855: Th. J. Weijers: Toelaatbare onderlinge storing van twee in frequentie gemoduleerde omroepzenders (T. Ned. Radiog. **14**, 61-72, 1949, No. 3).

Om de selectiviteit van een ontvanger voor frequentiemodulatie te bepalen, moet men metingen doen met behulp van de twee-signalen methode. Resultaten van dergelijke metingen, verkregen met drie verschillende ontvangers, worden beschreven en besproken. Een belangrijke gevolgtrekking is dat voor een FM-omroep in een gegeven gebied de benodigde bandbreedte aanzienlijk wordt gereduceerd indien men, bij het opnieuw gebruiken van dezelfde frequentieband op voldoende geografische afstand, de centrale frequentie over een afstand van 50 of meer kper/sec verschuift.

1856: A. Bril: On the saturation of fluorescence with cathode ray excitation (Physica 's-Grav. **15**, 361-379, 1949, No. 3/4).

Gemeten is de fluorescentie van zinksilicaat, geactiveerd met Mn of Ti, en van zinksulfide, geactiveerd met ZnCl en AgCl, onder continue bestraling met kathodestralen van constante energie, als functie van de stroomdichtheid. Bij hoge stroomdichtheden treedt verzadiging op. In het geval van een continue bestraling hangt de verzadiging af van de hoeveelheid activator, van de aanwezigheid van dovers en van de afvaltijd van de fluorescentie. De gevonden afhankelijkheid veroorlooft een schatting te maken van de concentratie der centra in ZnS-ZnCl. In het geval waarin een geconcentreerde bundel een gegeven oppervlak aftast, is de verzadiging onafhankelijk van de afvaltijd van de fluorescentie, mits de tijd waarin de bundel een bepaald punt van het oppervlak passeert, kort is vergeleken met de afvaltijd.

1857: A. Bierman: A new type of betatron without an iron yoke (Nature London **163**, 649, 1949, 23 April).

Er wordt een beschrijving gegeven van een betatron waarbij het magnetische veld wordt verkregen met luchtspoelen, waardoorheen de ontlaadstroom van een condensatorbatterij vloeit. Er is slechts een kleine ijzeren kern aanwezig. Dank zij deze kern kan gemakkelijk aan de zg. fluxvoorwaarde worden voldaan en kan tevens, door de in het ijzer optredende verzadiging, op eenvoudige wijze de gewenste contractie van de electronenbaan aan het eind van elke versnellingsperiode worden verkregen. Het gewicht van de ijzeren kern is 5 kg, van het gehele apparaat 50 kg, de topwaarde van de inductie is 0,4 Wb/m^2, de straal van de electronenbaan 8 cm; de energie der versnelde electronen kan maximaal 9 MeV worden. Zie ook Philips techn. T. **11**, 65-78, 1949 (No. 3).

1858: J. A. Haringx: Het merkwaardige gedrag van op druk belaste schroefveren (Voordrachten Kon. Inst. Ingenieurs **1**, 298-313, 1949, No. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Er wordt een overzicht gegeven van enkele merkwaardige verschijnselen die op druk belaste schroefveren vertonen ten aanzien van hun elastische stabiliteit, zijdelingse stijfheid en eigen frequenties bij transversale trillingen. Deze verschijnselen konden worden voorspeld op grond van een berekening, waarbij de veer, zoals gebruikelijk, vervangen wordt gedacht door een prismatische elastische staaf en waarbij een nieuwe interpretatie wordt gegeven van de stijfheid tegen afschuiving. Verder wordt er op gewezen dat het bestuderen van deze problemen noodzakelijk was om schroefveren met succes te kunnen toepassen als verende elementen bij trillingsvrije opstellingen. Zie ook Philips techn. T. **11**, 248-254, 1949 (No. 8).

1859: J. L. Snoek: Time effects in ferromagnetism (Physica 's-Grav. **15**, 244-252, 1949, No. 1/2).

Er wordt een kort overzicht gegeven van nawerkingsverschijnselen bij ferromagnetische materialen. Men onderscheidt nawerkingsverschijnselen die gepaard gaan met veranderingen in de structuur (ionen-nawerking), en andere, waarbij alleen de 3-*d* en 4-*s* electronen een rol spelen (electronen-nawerking). Bij de ionen-nawerking onderscheidt men nawerking ten gevolge van plastische deformatie, nawerking ten gevolge van interstitiële diffusie, en nog een nawerking van onbekende oorsprong, welke bij ferrieten is gevonden. Bij de electronen-nawerking onderscheidt men de invloed van wervelstromen en die van ferromagnetische resonantie.

1860*: C. J. Bouwkamp: On the transmission coefficient of a circular aperture (Phys. Rev. **75**, 1608, 1949, No. 10).

Korte aanduiding, in verband met een artikel van Levine en Schwinger, van een verbeterde uitdrukking betreffende de buiging van een scalaire vlakke golf door een cirkelvormige opening in een oneindig vlak scherm.

1861: G. W. Rathenau: Enige nieuwe inzichten op het gebied van rekristallisatie (De Ingenieur **61**, MK 57-MK 63, 1949, No. 20).

In dit artikel wordt een overzicht gegeven van recente literatuur over polygonisatie, rekristallisatie en korrelgroei, waarbij enkele nieuwe resultaten betreffende de secundaire rekristallisatie van nikkelijzer-legeringen worden besproken.

1862: P. C. van der Willigen: Contact arc welding (Sheet Metal Industries **26**, 393-398, 402, 1949, No. 262).

Overzicht van de nieuwe lasmethode, het contact-booglassen. Voornaamste voordelen zijn: constante booglengte, minder vermoeidheid van de lasser, gemakkelijk lassen en gemakkelijk starten van de boog, betrouwbaar laswerk. Verdere bijzonderheden zijn een gunstige vorm van de inbranding en een grotere lassnelheid. Speciale toepassingen, zoals contact-puntlassen en onder water lassen, worden kort besproken. Zie ook Philips techn. T. **8**, 161-167 en 304-309, 1946.

1863: J. L. Snoek: The Weiss-Heisenberg theory of ferromagnetism and a new rule concerning magnetrostriction and magnetoresistance (Nature London **163**, 837, 1949, 28 Mei).

Het model van het ferromagnetisme volgens Weiss en Heisenberg verlangt, in tegenstelling met het energiebandenmodel, dat bij het exact opvullen van alle roosterpunten met een gelijk aantal geleidingselectronen (aantal Bohr-magnetonen per atoom = 1) bijzondere verschijnselen te verwachten zijn. Uit literatuurgegevens en uit proeven blijkt dat bij legeringen waarvoor dit het geval is, de magnetostrictie nul is en de weerstandsverandering in een magnetisch veld maximaal.

R 110: W. Elenbaas: High-pressure rare-gas discharges (Philips Res. Rep. **4**, 221-231, 1949, No. 3).

Meting van de lichtopbrengst, de totale straling en de electrische gradient bij ontladingen in argon, krypton en xenon van hoge druk in nauwe buizen. In de onderstelling dat de ontlading in temperatuur-evenwicht is en dat de straling (continu spectrum) hoofdzakelijk te danken is aan recombinatie, kan de karakteristiek berekend worden. De lichtopbrengst, de totale straling en de electrische gradient zijn berekend in de onderstelling (Unsöld) dat in gelijke frequentiegebieden tussen $\nu = 0$ en $\nu = eV_i/h$ (V_i = ionisatiespanning) gelijke hoeveelheden energie worden uitgestraald. Bij de berekening van de gradient moet men rekening houden met de invloed van de positieve ionen op de electronenbewegelijkheid. Men kan deze experimenteel scheiden van de invloed der atomen; de gevonden waarde klopt met de theoretische verwachting.

R 111: P. Cornelius: Proposals and recommendations concerning the definitions and units of electromagnetic quantities (Philips Res. Rep. **4**, 232-237, 1949, No. 3).

In dit artikel wordt aan de hand van het Giorgi-systeem van electromagnetische eenheden

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een lijst van definities van electromagnetische grootheden en de desbetreffende eenheden opgesteld zoals die op natuurlijke wijze voortkomen uit vroeger gegeven beschouwingen (zie **R 103**). Enkele voorstellen worden gedaan die van nut kunnen zijn bij de overgang van een der oudere cgs-systemen naar het gerationaliseerde Giorgi-systeem.

R 112: G. W. Rathenau en J. F. H. Custers: Secondary recrystallization of face-centred Ni-Fe alloys (Philips Res. Rep. **4**, 241-260, 1949, No. 4).

De primaire textuur van door walsen sterk vervormd nikkelijzer heeft een kubische orientatie. Bij hoge temperaturen treedt een abnormale korrelgroei op, de secundaire rekristallisatie. De orientaties van de secundaire kristallen wijken af van de kubische orientatie; men vindt hierbij steeds dezelfde orientaties, onafhankelijk van de wijze van hun ontstaan (zie hieronder (1) tot (3)). Normale secundaire rekristallisatie is vermoedelijk een groei van primaire kristallen met een hoge primaire rekristallisatietemperatuur. Dit blijkt uit de volgende proeven: 1) Goed ontlaten strippen worden door een „speldeprik" gedeformeerd. Vaak groeien dan grote secundaire kristallen van het gat uit in het kubische materiaal. Speldeprikken in secundaire kristallen geven geen aanleiding tot abnormale korrelgroei. 2) Wordt een koud gewalste strip plaatselijk ontlaten, dan groeien grote secundaire kristallen vanuit het zachte deel in de rest van het materiaal. 3) Hetzelfde gebeurt bij plaatselijk hameren of knippen. Er is een verband tussen de richting van het knippen en de orientatie der secundaire kristallen. 4) Snel verwarmen in het temperatuurgebied der primaire rekristallisatie bevordert de secundaire rekristallisatie. 5) Grote secundaire kristallen treden slechts op in een beperkt gebied van deformaties. De grootte van dit gebied hangt af van de snelheid van verwarmen.

R 113: J. A. Haringx: On highly compressible helical springs and rubber rods, and their application for vibration-free mountings, IV (Philips Res. Rep. **4**, 261-290, 1949, No. 4).

De diverse typen van trillingsvrije opstellingen worden bestudeerd aan de hand van het eendimensionale geval. Van de elementaire systemen met relatieve of absolute demping blijken de laatste het meest effectief te zijn, daar de relatieve demping de gedwongen trillingen bij frequenties groter dan $\sqrt{2}$ maal de resonantiefrequentie ongunstig beïnvloedt. Absolute demping kan helaas niet worden verwezenlijkt, maar men kan ze benaderen door een hulpmassa aan het dempende systeem toe te voegen. De toepassing van zo'n hulpmassa wordt gewoonlijk begrensd door de eis dat de hulpmassa klein moet zijn vergeleken bij de hoofdmassa. Bij de trillingsvrije opstelling van meetinstrumenten echter is er geen bezwaar tegen, de hulpmassa zo groot te maken dat het volle profijt wordt getrokken van de demping in het resonantiegebied. Om optimale resultaten te krijgen moet worden voldaan aan bepaalde constructieve voorwaarden ten aanzien van de veer-stijfheden en de dempingscoëfficienten. Teneinde deze te bepalen, worden de gedwongen trillingen bestudeerd met behulp van frequentiekarakteristieken, terwijl ter beoordeling van de uittriltijden een fictief logarithmisch decrement wordt ingevoerd. Zie ook Philips techn. T. **9**, 16-23, 85-90, 1947, en deze overzichten **R 94, R 101** en **R 109**.

R 114: E. Labin: Théorie de la synchronisation par contrôle de phase (Philips Res. Rep. **4**, 291-315, 1949, No. 4).

Een auto-oscillator waarvan de frequentie door middel van een gelijkspanning kan worden geregeld, kan met een hulposcillator worden gesynchroniseerd door de regelende spanning te ontlenen aan een mengtrap, waarin de phasen van de beide trillingen worden vergeleken. Deze methode wordt eerst besproken voor het geval van sinusoïdale trillingen en dan uitgebreid tot het geval waarin een der beide trillingen bestaat uit een reeks impulsen, zoals bijv. is verwezenlijkt in het I.G.O.-systeem (impulse-governed oscillator). De bijzondere eigenschappen van deze methode van synchronisatie worden op grond van experimentele gegevens besproken.

R 115: A. Guinier en J. Tennevin: Comparison of the perfection of the crystals of primary and secondary recrystallization (Philips Res. Rep. **4**, 316-318, 1949, No. 4).

In verband met proeven over secundaire rekristallisatie van nikkelijzer (zie deze overzichten **R 112**) werd een onderzoek ingesteld naar de graad van volmaaktheid van primaire en secundaire kristallen van Ni-Fe volgens een door de schrijvers vroeger beschreven methode. Het blijkt dat zowel de primaire als de secundaire kristallen volmaakte kristallen zijn, in tegenstelling met het door Chevigny beschreven geval van Al, waar de, vóór het begin van de primaire rekristallisatie ontstane, grote kristallen grote onvolkomenheden bleken te bezitten. Dit resultaat is, gezien de gevoeligheid der methode, niet in strijd met de conclusies van Rathenau en Custers.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!